www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

4e JAARGANG NUMMER 1 JANUARI 1939

# Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

Op 1 Januari 1939 was het 25 jaar geleden, dat G. Holst als physicus aan het Philipsbedrijf werd verbonden, waarmede het systematisch wetenschappelijk onderzoek onder zijn leiding in ons Natuurkundig Laboratorium een aanvang nam.

Het gebied der onderzoekingen heeft zich in die periode steeds meer en in allerlei richtingen uitgebreid; de inhoud van dit tijdschrift, waarin de technische resultaten van deze wetenschappelijke arbeid worden besproken, legt daarvan getuigenis af.

Daarom moge ook op deze plaats dit historisch feit gememoreerd worden, waarbij wij voor onze lezers zoowel den Directeur, Prof. Dr. G. Holst, als het door hem geleide laboratorium, in beeld brengen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



# EEN INSTALLATIE VOOR FILMPROJECTIE MET WATERGEKOELDE KWIKLAMPEN

778.553:621.317.31

De watergekoelde kwiklamp is een lichtbron van groote intensiteit, die geschikt is voor het projecteeren van filmbeelden. Ten opzichte van de koolboog heeft deze lichtbron het voordeel van kleinere afmetingen en een veel geringere warmte-ontwikkeling. Bovendien is de kwiklamp vrij van eenige bezwaren, die de koolboog aankleven, zooals het wisselen in plaats en grootte van de brandvlek en het wegspatten van kleine deeltjes. De toepassing van de watergekoelde kwiklamp heeft het mogelijk gemaakt een zeer compacte filmweergave-installatie te construeeren. Deze installatie wordt in dit artikel beschreven. In het bijzonder wordt ingegaan op de nieuwe gezichtspunten, die een rol spelen bij de constructie van een verlichtingsoptiek voor watergekoelde kwiklampen.

## Inleiding

De hooge verlichtingssterkte van de film, welke noodig is voor cinemaprojectie, vereischt een lichtbron van groote intensiteit. Het was dan ook voor de hand liggend, dat men voor dit doel gebruik ging maken van de lichtbron met de grootste helderheid, waarover men kon beschikken, namelijk de koolboog. Deze lichtbron heeft echter verschillende technische bezwaren: de brandvlek wisselt soms spontaan in vorm en grootte, en bovendien worden kleine deeltjes uit de boog geslingerd, die het reflectievermogen van de condensor-spiegel spoedig doen verminderen.

Deze bezwaren hebben ertoe geleid, dat men de booglamp door een gloeilamp trachtte te vervangen. Met de toenemende grootte van de bioscopen bleek het echter hiermee op den duur onmogelijk de eveneens toenemende eischen van het publiek, wat betreft de helderheid van het beeld, te bevredigen. Ter nadere preciseering van de eischen, die aan de lichtbron voor filmprojectie gesteld moeten worden, diene de volgende numerieke beschouwing.

In *fig. 1* is de gewone opstelling voor filmprojectie weergegeven. *O* is het oppervlak van de lichtbron met de helderheid *B*. Met behulp van deze lichtbron en een condensor, waarvoor dikwijls een spiegel wordt genomen, wordt het filmvenster *G* met oppervlak *g* gelijkmatig verlicht. Wij onderstellen, dat de condensor een zoo groote opening heeft, dat het objectief door de bundel, die van ieder punt van het filmoppervlak uitgaat, geheel wordt opgevuld. De maximale stralingshoek $w$ is dus bepaald door de opening van het objectief.

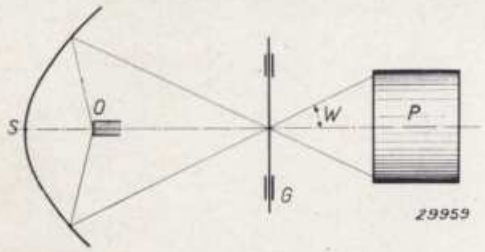



Fig. 1. Normale opstelling voor filmprojectie. *O* lichtbron, *S* reflector, *G* filmvenster, *P* projectielens.

Volgens een bekende stelling van de geometrische optica geldt in een ideaal optisch systeem zonder absorptie en verstrooiïng voor iedere doorsnede van de bundel, dat hij, in de richting van de stralengang gezien, dezelfde helderheid vertoont als de lichtbron. Door deze stelling toe te passen op het oppervlak $g$ in fig. 1, vindt men voor de lichtstroom $\Phi$ door de projectielens $P$:

$$\Phi = K\, g\, B\, \pi \sin^2 w, \quad \cdots \quad (1)$$

waarbij $K < 1$ een factor is, waarin de verliezen door absorptie en reflectie zijn verrekend.

Het oppervlak $g$ van het filmvenster is vast en bedraagt 15,7 bij 20,2 mm = 3,17 cm². De maximale stralingshoek wordt, zooals reeds werd vermeld, door de relatieve opening [1]) van het projectieobjectief bepaald. Voor een objectief met de relatieve opening 1 : 2 is $w = 14°$; dus is $\sin^2 w = 0{,}0585$. De rendementsfactor $K$ is, ruw geschat, $^1/_2$ en wordt tengevolge van het onderscheppen van licht door de vlinder tot $^1/_4$ gereduceerd.

Vult men deze getallen in, dan verkrijgt men:

$$\Phi = {}^1/_4 \cdot 3{,}17 \cdot \pi \cdot 0{,}0585 \cdot B = 0{,}146\, B \quad \cdot \quad (2)$$

De grootste helderheid, die met een projectiegloeilamp bereikt kan worden, bedraagt ongeveer 4000 K/cm². Hiermee zou men dus volgens verg. (2) een lichtstroom van 580 lm op het scherm kunnen verkrijgen.

In werkelijkheid wordt dit bedrag nog verminderd door aberratiefouten van de condensor, die een zeer groote relatieve opening moet hebben, door schaduwwerking van het armatuur in de

[1]) Hiermede wordt de verhouding van de werkzame diameter (intree-pupil) tot de brandpuntsafstand van de lens aangegeven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



stralengang, door verstrooiïng van het licht aan grensvlakken, enz., zoodat de in de practijk bereikte lichtstroom niet veel grooter is dan ongeveer 400 lm.

Bij transportabele installaties en kleine bioscopen, waar het schermoppervlak slechts enkele vierkante meters bedraagt, kan men met deze lichtstroom wel volstaan, in groote bioscopen daarentegen kan de vereischte lichtstroom het vijf- tot tienvoudige van de bovengenoemde waarde bedragen. Rekent men bijv. met een schermoppervlak van 30 m² en een verlichtingssterkte van 100 lx, dan komt men tot 3000 lm.

Het is dan ook te begrijpen, dat men heeft uitgezien naar een lichtbron, die een grootere oppervlaktehelderheid heeft dan de gloeilamp, en die aangenamer te hanteeren is dan de meestal toegepaste koolboog.

Een dergelijke lichtbron werd nu enkele jaren geleden gevonden in de watergekoelde kwiklamp [2]), die de helderheid van de koolboog en ook van de zg. „hooge intensiteits" boog gemakkelijk bereikt. Deze lichtbron is vrij van de bovengenoemde bezwaren en heeft bovendien het voordeel, dat hij belangrijk minder warmte ontwikkelt dan de booglamp.

Door de noodzakelijkheid van waterkoeling en tengevolge van de lijnvorm van deze lichtbron ontstonden nieuwe problemen, die het noodig maakten, de constructie van het verlichtingsoptiek te herzien. Aan de andere kant boden de kleinheid van de afmetingen van de kwiklamp en haar geringe warmte-ontwikkeling nieuwe mogelijkheden voor de constructie van de geheele projector. Deze hebben geleid tot de constructie van een geheel nieuwe filmweergave-installatie, die ten volle gebruik maakt van de voordeelen die de watergekoelde kwiklamp biedt.

De belangrijkste onderdeelen van deze installatie zullen in het volgende worden behandeld.

## De lichtbron

Reeds herhaalde malen werd in dit tijdschrift ingegaan op de eigenschappen van ontladingen in kwikdamp van hooge druk [3]). Het is gebleken, dat het nuttig effect van deze lichtbron gestadig toeneemt met het vermogen, dat per lengte-eenheid van de zuil wordt toegevoerd. Dientengevolge is de kwikontlading ook economisch zeer geschikt om een lichtbron van hooge helderheid te verkrijgen. Men moet dan nl. trachten om binnen een kleine ruimte een groote hoeveelheid licht te ontwikkelen en dit is juist bevorderlijk voor het rendement.

Een groote energie-toevoer per lengte-eenheid van de zuil beteekent een hooge waarde van het product van gradient (volt/cm) en stroomsterkte. Aangezien een al te groote stroomsterkte (met het oog op de kathodeverliezen) ongewenscht is, moet men zorgen voor een hooge waarde van de gradient en dit is mogelijk, door de diameter van de ontladingsbuis klein te houden. Zoodoende wordt men geleid tot korte, dunne ontladingsbuizen, die een zeer groot vermogen dissipeeren. Hierbij wordt met de temperatuurverhooging en de inwendige overdruk zoover gegaan als de buis kan verdragen.

De kwiklamp voor filmprojectie dissipeert op een lengte van 12,5 mm tusschen de electroden een vermogen van 1000 W. Zij heeft een inwendige diameter van 1,8 mm en een uitwendige diameter van 4 mm. De wand bestaat uit kwarts en wordt met water gekoeld. Als electroden dienen twee wolfraamdraden, die door de uiteinden van de buis zijn gevoerd. Behalve een kleine hoeveelheid kwik bevat de buis nog een edelgasvulling van lage druk. Dit edelgas is noodig om de lamp te kunnen ontsteken.

De buis moet bij de toepassing voor filmprojectie met gelijkstroom gevoed worden. Hiertoe wordt een transformator en een gelijkrichter gebruikt. De belangrijkste gegevens vindt men in de onderstaande tabel.

**Tabel I**

Gegevens van de watergekoelde kwiklamp.

| | | |
|---|---|---|
| Lengte der ontlading | 12,5 | mm |
| Inwendige diameter | 1,8 | mm |
| Uitwendige diameter | 4 | mm |
| Druk van de kwikdamp | 100 | atm. |
| Vermogen van de kwiklamp | 1 000 | W |
| Verlies van transformator + gelijkrichter | 500 | W |
| Stroomsterkte | 2 | A |
| Spanning in bedrijf | 500 | V |
| Ontsteekspanning | 800 | V |
| Lichtstroom | 60 000 | lm |
| Oppervlaktehelderheid in de as van de ontlading | 57 000 | K/cm² |
| Rendement | 60 | lm/W |

## Het optische systeem

De bestaande systemen voor beeldprojectie kan men in twee groepen verdeelen:

a) het filmprojectie-systeem;

b) het lantaarnplaatjes-systeem.

[2]) Vgl. ook het artikel: Watergekoelde kwiklampen, Philips techn. T. 2, 165, 1937.

[3]) Zie hierover bijv. de artikelen: Vergelijking van de ontladingsvormen van natrium- en kwikdamplampen, Philips techn. T. 1, 2, 1936; De kwiklamp HP 300, Philips techn. T. 1, 129, 1936; Watergekoelde kwiklampen, Philips techn. T. 2, 165, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



Beide systemen bestaan uit een lichtbron, een condensor die het uitgestraalde licht concentreert op het diapositief, en een projectielens die het verlichte diapositief afbeeldt op het doek. Er bestaan echter tusschen beide systemen principieele verschillen, wat betreft de dimensioneering en de rangschikking van de onderdeelen.

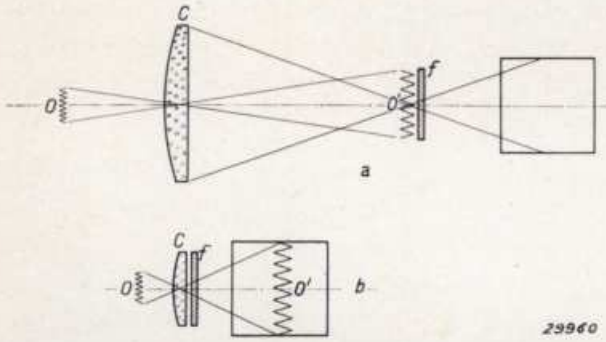



Fig. 2. Twee systemen voor beeldprojectie:
a) het systeem, dat voor filmprojectie gebruikelijk is. De film bevindt zich ongeveer op een plaats, waar de lichtbron $O$ door de condensor $C$ wordt afgebeeld.
b) het voor projectie van lantaarnplaatjes gebruikelijke systeem. Het plaatje bevindt zich vlak achter de condensor.
Bij dezelfde grootte van het diapositief leidt de opstelling *b* tot een belangrijk kleinere constructie dan de opstelling *a*.

De eischen, die bij het projecteeren van filmbeelden en lantaarnplaatjes gesteld worden, zijn tot op zekere hoogte tegengesteld. Bij filmbeelden heeft men zeer kleine oppervlakken en zeer hooge verlichtingssterkten en dientengevolge in de nabijheid van de film en van de lichtbron ook een zeer sterke warmte-ontwikkeling, waardoor het niet mogelijk is de condensor en andere onderdeelen van het optische systeem al te klein te maken en al te dicht tegen de lichtbron te plaatsen. Men kiest daarom een constructie, waarbij de lenzen en spiegels behoorlijk groote afmetingen en afstanden van de lichtbron hebben en zet het filmvenster op die plaats, waar de bundel, die van de lichtbron uitgaat en door de condensor weer geconcentreerd wordt, de nauwste insnoering heeft. Dit is ongeveer de plaats, waar door de condensor een beeld van de lichtbron wordt gevormd (zie *fig. 2a*).

Bij het projecteeren van de veel grootere lantaarnplaatjes kan de vereischte lichtstroom met een veel kleinere verlichtingssterkte van de plaat bereikt worden dan bij de filmprojectie. De warmte-ontwikkeling is niet meer zoo groot, dat hierdoor minimale afmetingen van het systeem worden voorgeschreven en men tracht nu, ter besparing van ruimte, de condensor zoo klein mogelijk te maken. Voor de plaatsing van het plaatje beteekent dit, dat niet meer de nauwste insnoering van de bundel gekozen wordt, maar in tegendeel juist de plaats, waar de bundel haar grootste doorsnede heeft, hetgeen onmiddellijk achter de condensor het geval is (zie fig. 2*b*).

Een zeer belangrijk voordeel van deze opstelling is verder, dat men hierbij veel gemakkelijker een gelijkmatige verlichting van het te projecteeren voorwerp kan verkrijgen dan bij de opstelling voor filmprojectie. Bij de opstelling voor filmprojectie wordt nl. de lichtbron op de film afgebeeld en de helderheidsverdeeling over de film komt dientengevolge min of meer overeen met de helderheidsverdeeling over het oppervlak van de lichtbron. Deze moet dus gelijkmatig zijn over een voldoend groot vlak, dat de vorm van het filmvenster heeft. Bij de opstelling voor projectie van lantaarnplaatjes worden geen dergelijke strenge eischen aan de grootte en helderheidsverdeeling van het lichtende oppervlak gesteld.

Samenvattend kunnen wij dus zeggen, dat de opstelling volgens fig. 2*a* het voordeel heeft een grootere warmte-ontwikkeling toe te laten dan die volgens fig. 2*b*. Daarentegen heeft zij het bezwaar, dat zeer bepaalde eischen worden gesteld aan de vorm en de helderheidsverdeeling van de lichtbron.

Wanneer men nu in plaats van een gloeilamp of een koolboog de kwiklamp toepast, dan speelt, dank zij de waterkoeling, de warmte-ontwikkeling geen belangrijke rol. Het voordeel van de opstelling fig. 2*a* heeft dus geen beteekenis meer. Het bezwaar van deze opstelling klemt nu echter in bijzondere mate. Immers de lichtende zuil heeft een uitgesproken langwerpige vorm (1 cm lengte en 1 mm diameter) en het is moeilijk, een dergelijk lichaam dusdanig op het filmvenster af te beelden, dat dit laatste gelijkmatig wordt verlicht.

De voor lantaarnplaatjes gebruikelijke opstelling volgens fig. 2*b* is dus voor kwiklampen veel gunstiger en vormt dan ook het uitgangspunt voor de constructie van de nieuwe filmweergave-installatie.

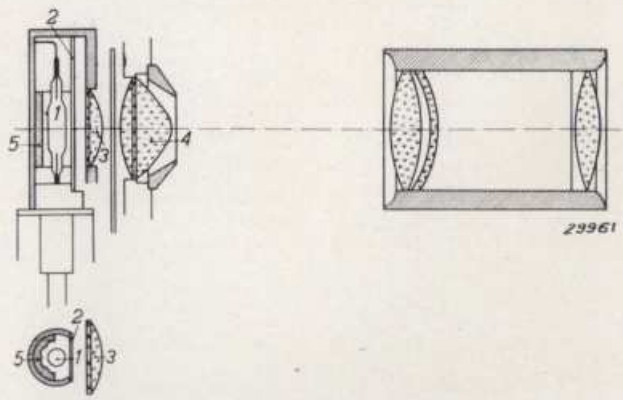



Fig. 3. Doorsnede van het optische systeem voor verlichting van de film met een watergekoelde kwiklamp. *1* kwiklamp, *2* glazen plaat, *3* en *4* lenzen van de condensor, *5* achterspiegel.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



*Fig. 3* geeft een horizontale en een verticale doorsnede van het optische systeem.

Het kwiklampje *1* bevindt zich in een metalen schuitje, dat in *fig. 4* is afgebeeld. Dit schuitje

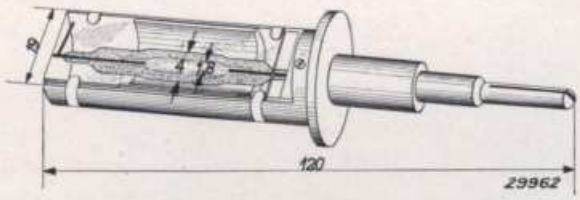



Fig. 4. Het schuitje met de kwiklamp. De getallen geven de hoofdafmetingen in mm. De uitstekende pen rechts vormt een van de electrische aansluitingen; de andere aansluiting wordt door de mantel van het schuitje zelf gevormd. Het koelwater stroomt links binnen en wordt door een gat in de achterwand afgevoerd. Het schuitje is gesloten door een glazen plaat.

bevindt zich in een buisje (zie *fig. 5*) dat door koelwater doorstroomd wordt. Het schuitje is afgesloten door een glazen plaatje *2*. Daarvóór bevindt zich een platbolle lens *3*, die het licht van de kwiklamp opvangt over een openingshoek van ongeveer 90°.

Deze lens heeft een betrekkelijk klein brekend vermogen, omdat het ééne vlak niet aan de lucht grenst maar aan water. Daarom moet nog een tweede zeer sterke condensorlens (*4*) gebruikt worden. Tusschen de beide lenzen *3* en *4* is ruimte gelaten voor de vlinder.

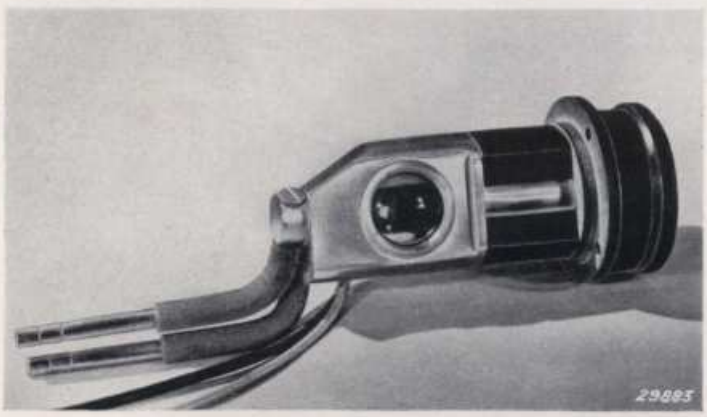



Fig. 5. Het buisje, waarin zich het schuitje voor de kwiklamp bevindt. Het schuitje wordt van rechts ingeschoven en met behulp van een holle schroef vastgezet, zoodat de flens waterdicht afsluit. Daarna wordt rechts de groote stop op het buisje gezet. Eerst door deze stop wordt het electrische contact tot stand gebracht tusschen de positieve pool van de voedingsspanning en de pen van het schuitje. Tijdens het monteeren of demonteeren kan dus nooit spanning op de lamp staan.

Het licht, dat de lamp naar achteren uitstraalt, wordt door een cylindrische spiegel *5* weer naar voren gestuurd. Hierbij is het gewenscht, een zoo groot mogelijke hoeveelheid licht te concentreeren in de nabijheid van de lichtbron. Een zekere zijdelingsche afwijking is echter noodzakelijk, omdat het tengevolge van de sterke lichtbreking van het kwarts onmogelijk is licht te sturen door de vrije ruimte tusschen de samengesnoerde ontlading en de binnenwand van de kwikbuis.

In *fig. 6* is te zien, hoe de achterspiegel werkt. Kijkt men naar de stralengang in een dwarsdoorsnede, dan ziet men naast de ontlading vier beelden ontstaan, die samen een lichtend vlakje vormen van ongeveer 8 mm breedte. In de langsdoorsnede vindt geen focusseering plaats, maar deze is ook niet noodig, omdat dank zij de langwerpige vorm van de lichtbron de stralenbundels in de langsdoorsnede toch een voldoend groote openingshoek hebben.

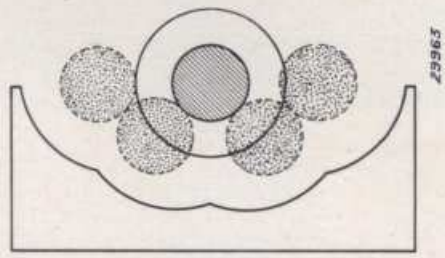



Fig. 6. De werking van de achterspiegel. In de dwarsdoorsnede van de lichtbron ontstaan naast de lichtbron vier beelden van de lichtende zuil, zoodat vlak voor de condensor een groote concentratie van licht wordt bereikt.

Het directe en het gereflecteerde licht van de kwiklamp moet nu worden gebruikt om de film gelijkmatig te verlichten. Een geleidelijke helderheidsvariatie, met name een afvallen van de helderheid naar de rand van de film, vormt op zichzelf geen groot bezwaar, omdat het oog weinig gevoelig is voor helderheidsverschillen. Het oog is echter zeer gevoelig voor kleine wijzigingen in de spectrale samenstelling van het licht. Aangezien nu de condensor niet volkomen achromatisch is, zoodat het licht van de blauwe kwiklijn op een iets andere wijze over de film wordt verdeeld dan het licht van de groene kwiklijn, zouden zeer hinderlijke kleurverschillen ontstaan, indien een kleine onregelmatigheid in de verlichting van de film zou optreden.

Indien dergelijke kleurverschillen worden opgemerkt, blijkt het afdoende, tusschen de lichtbron en de condensor een matglazen plaatje aan te brengen. De spreiding van het licht door dit plaatje is slechts klein, omdat het zich in water bevindt, dus in een medium met nagenoeg dezelfde brekingsindex. Toch is deze verstrooiïng voldoende om de verlichting van de film volkomen gelijkmatig te maken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



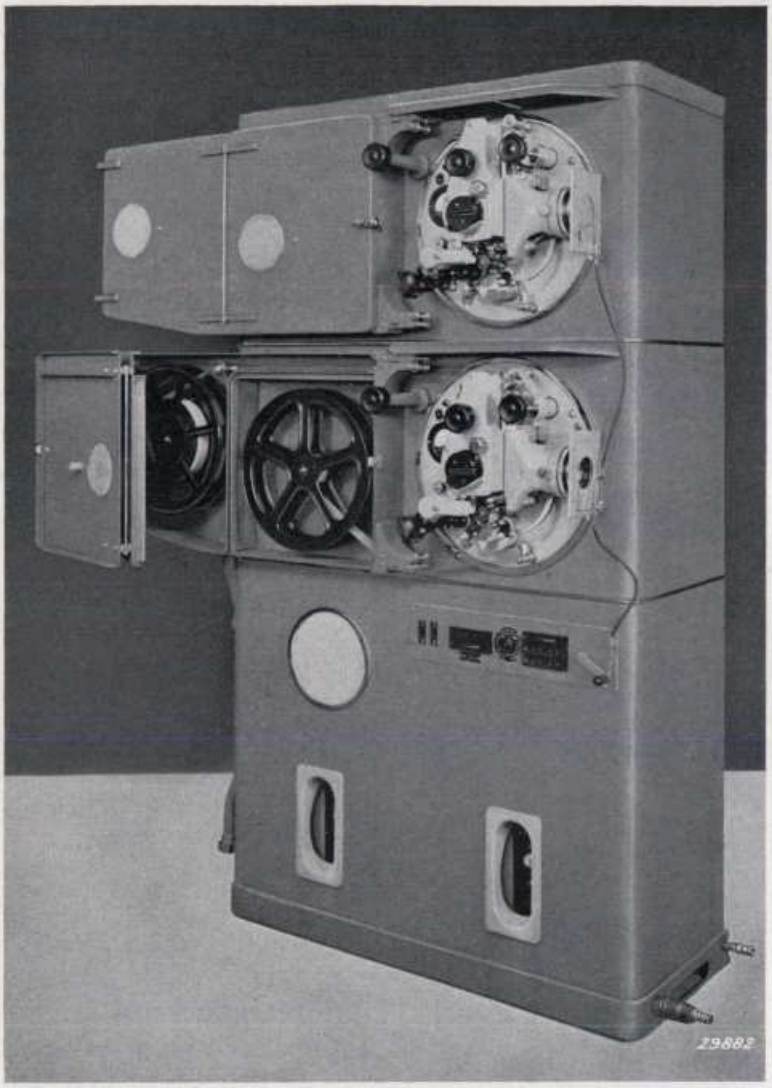



Fig. 7. De dubbele filmweergave-installatie Philips FP2. De installatie bestaat uit twee projectoren boven elkaar. De onderkast bevat de versterkers, de voedingsapparaten en de cabine-luidspreker. De twee projectoren zijn met de bijbehoorende inrichtingen voor geluidsaftasting tot een geheel vereenigd; achter iedere projector zijn de twee filmtrommels geplaatst.

## Lichtopbrengst en kleur

De lichtstroom, die naar het doek wordt gestuurd, komt practisch overeen met die van een koolboog van 45 A en bedraagt bij draaiende vlinder en zonder film ongeveer 2500 lumen. Het licht heeft een blauwachtig witte kleur, die veel gelijkenis vertoont met die van de „hooge intensiteits" boog.

Het spectrum van het licht van de kwiklamp is, zooals bekend, niet continu maar bestaat uit een aantal lijnen, voornamelijk een groene, een gele en enkele blauwe lijnen. Dank zij de hooge druk, waaronder de kwikdamp zich bevindt, ontstaat echter tusschen de lijnen een continue ondergrond, zoodat het spectrum met toenemende belasting van de kwiklamp meer en meer gaat gelijken op dat van een gloeiend lichaam.

De spectrale samenstelling van het licht is vooral van belang, indien kleurenfilms worden gedraaid. In dat geval kan men niet volstaan met de eisch, dat de tint van de lichtbron „wit" is, maar moet men tevens eischen, dat het licht in de verschillende golflengtegebieden ongeveer in dezelfde verhouding aanwezig is als bijv. in het daglicht.

In *tabel 2* is de lichtstroomverdeeling van de kwiklamp voor cinemaprojectie over verschillende vakjes van het spectrum aangegeven en vergeleken met die van verschillende

**Tabel II**

Rel. lichtstroom (% van de totale lichtstroom), die in verschillende vakjes van het spectrum wordt uitgestraald.

| Vakje (Å.E.) / Lichtbron | 4000 - 4200 | 4200 - 4400 | 4400 - 4600 | 4600 - 5100 | 5100 - 5600 | 5600 - 6100 | 6100 - 6600 | 6600 - 7200 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 |
| Gloeilamp | 0,005 | 0,058 | 0,25 | 5,4 | 33,5 | 42,7 | 16,6 | 1,54 |
| Koolboog | 0,013 | 0,116 | 0,43 | 7,4 | 37,3 | 40,0 | 13,6 | 1,13 |
| Zonlicht | 0,016 | 0,175 | 0,64 | 9,2 | 39,3 | 38,2 | 11,6 | 0,91 |
| Daglicht | 0,025 | 0,26 | 0,91 | 11,1 | 40,8 | 36,2 | 9,9 | 0,73 |
| H.I. boog | 0,050 | 0,27 | 0,97 | 10,2 | 43,7 | 33,2 | 10,6 | 0,94 |
| Hoogedruk kwiklamp voor filmprojectie | 0,042 | 0,53 | 0,87 | 4,6 | 52,6 | 37,6 | 3,4 | 0,25 |
| Hooger belaste kwiklamp met roode vlinder en geel filter | 0,03 | 0,4 | 0,9 | 4,4 | 50 | 37 | 6,8 | 0,5 |

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



andere witte lichtbronnen. De keuze van de vakjes is aangepast bij de eigenschappen van het oog [4]) op een wijze, die reeds eerder in dit tijdschrift werd besproken.

Uit de tabel blijkt, dat de straling van de kwiklamp in de middelste vakjes (3 tot 6) eenigszins aansluit bij die van het daglicht. In de blauwe vakjes 1 en 2 is de intensiteit ongeveer een factor 2 te hoog. Deze overmaat aan licht kan door toepassing van een geel filter worden geabsorbeerd. De sterkste pro-

[4]) Zie hierover het artikel: De kleurweergave bij gebruik van verschillende witte lichtbronnen, Philips techn. T. 2, 1, 1937.

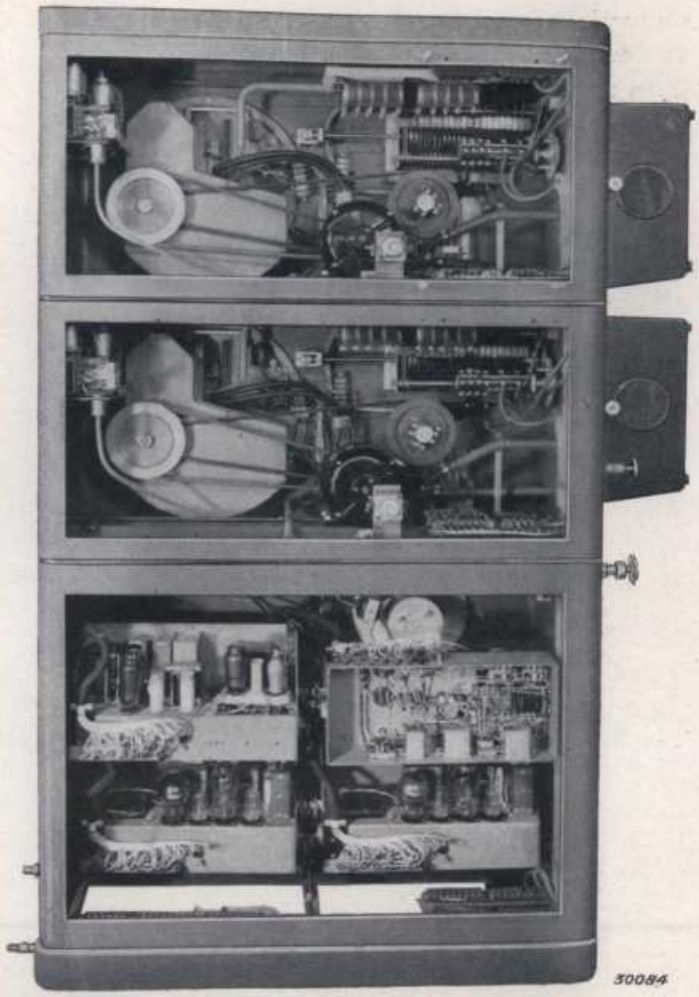



Fig. 8

Fig. 8. Achterzijde van de filmweergave-installatie (geopend). In het midden van iedere kast de motor voor de filmaandrijving. Links van de motor ziet men de projectie-inrichting, gemonteerd in een ring. Achter de motor ziet men de twee slangen, die het koelwater leiden naar het huisje van de kwiklamp. Verder ziet men duidelijk de afgeschermde kabel, die de fotocel voor geluidsaftasting verbindt met de fotocelversterker in de linker bovenhoek van iedere projectorkast.

Fig. 9. De projectie-inrichting voor lantaarnplaatjes, aangebracht op de achterzijde van de bovenste projectorkast. Zij bestaat uit twee lichtbronnen (kwiklampen, geheel rechts) elk met bijbehoorende condensor en projectie-objectief (links, op de stangen verschuifbaar). De twee systemen zijn beurtelings in bedrijf. Bij het overgaan van het eene plaatje op het andere wordt door een hefboom-schakelaar (aan de middelste stang) met behulp van een achter elk objectief aangebracht diafragma de lichtbundel van het eene systeem geleidelijk afgesloten, terwijl gelijktijdig de bundel van het andere systeem op de volle sterkte wordt gebracht.

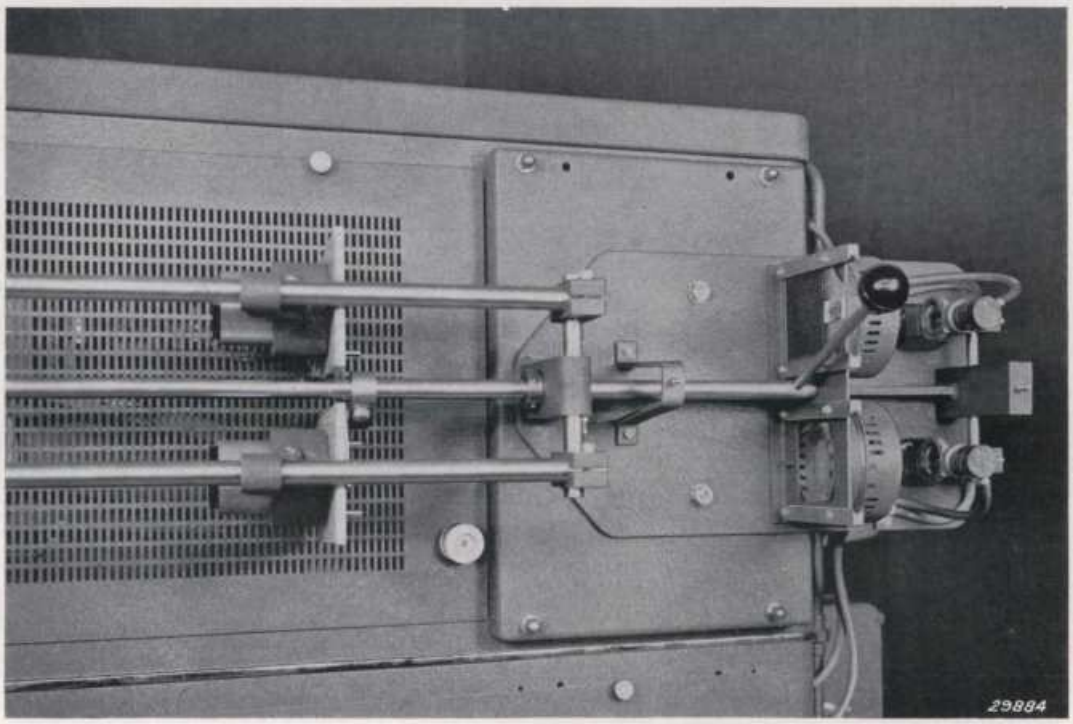



Fig. 9

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



centueele afwijkingen treden echter in de roode vakjes 7 en 8 op, waar de intensiteit van de kwiklamp slechts 1/3 van die van het daglicht bedraagt.

Men kan de intensiteit van de roode straling opvoeren door in plaats van de ondoorzichtige sectoren van de vlinder rood doorlatende sectoren te gebruiken. Een verdere vergrooting van de intensiteit in het rood is mogelijk door de soortelijke belasting van het kwiklampje te verhoogen.

Proeven hebben uitgewezen, dat bij toepassing van deze middelen een bevredigende kleurweergave mogelijk is. In de laatste regel van tabel 2 is de spectrale verdeeling van een kwiklamp met verhoogde belasting, roode vlinder en een geel filter aangegeven.

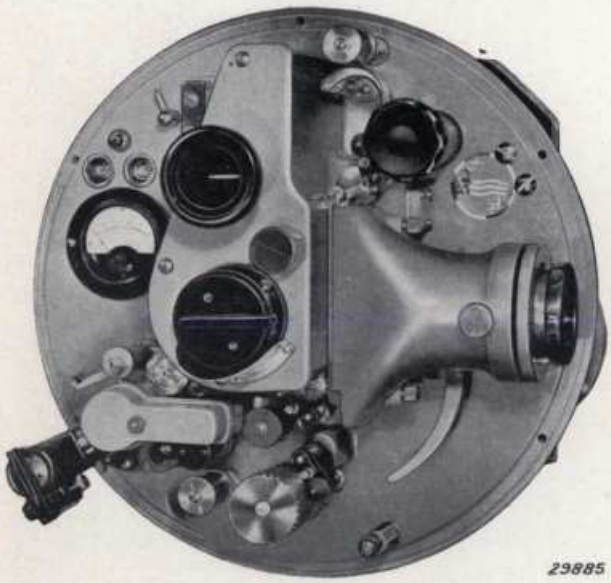
Het vermogen, dat door de kwiklamp (met gelijkrichter) wordt verbruikt, bedraagt 1,5 kW. Bij een koolboog van 45 A is het totale vermogen ongeveer 3 kW, zoodat een besparing van 50% is bereikt. Daardoor is ook de warmte-ontwikkeling van de kwiklamp veel geringer. Hierbij komt nog, dat door de waterkoeling ongeveer 90% van de warmtestraling wordt afgevoerd.

## De opbouw van het geheel

Na de voorafgaande uiteenzetting over het optische systeem willen we de filmweergave-installatie zelf nader beschouwen. In *fig. 7* is een foto gegeven van het geheele apparaat. Reeds dadelijk valt de compacte bouw van het geheel op, welke mogelijk is geworden door de zeer geringe afmetingen van de lichtbron.

Het lampje vormt als het ware één geheel met het filmvenster. Op de plaats, waar zich in het algemeen de booglamp bevindt, zijn de filmtrommels aangebracht. Hierdoor is het mogelijk geworden de twee projectoren, die noodig zijn om zonder onderbreking van de weergave de filmtrommels te kunnen verwisselen, boven elkaar te monteeren, waardoor veel ruimte werd bespaard.

Om de projectoren in het verticale vlak te kunnen justeeren zijn deze, zooals men op de foto ziet, in een ring gemonteerd, zoodat ze om een horizontale as gedraaid kunnen worden. In het horizontale vlak kan de projectorkast zelf, waarin zich de ring bevindt, enkele graden gedraaid worden.



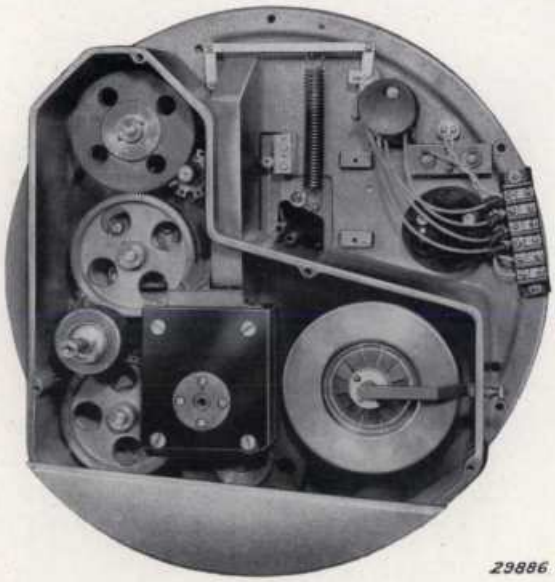




Fig. 10. Voor- en achterzijde van de projector. Het geheele mechanisme (kwiklamp en lenzen) kan in verticale richting worden bewogen met behulp van de knop met de witte streep. Op deze wijze kan men de plaats van het filmvenster zoo instellen, dat hij in de ruststanden van het malteserkruis precies overeenkomt met de plaats van één filmbeeldje (cadreeren). De knop in het midden van de figuur zit op een revolverkop, die twee kwiklampen bevat. Door deze kop een halve slag te draaien kan de eene lamp worden verwisseld met de andere. Tegelijkertijd worden de aansluitingen van electriciteit en koelwater overgeschakeld op de in gebruik genomen lamp. De knop in de linker bovenhoek dient voor het inschakelen van de installatie. Het inschakelen gebeurt in vier stappen:

1) Inschakelen van motor en primaire wikkeling van transformator.
2) Motor op normaal toerental brengen.
3) Ontsteken van het lampje.
4) Lampje op normale stroomsterkte brengen.

De lampstroom kan op de amperemeter worden afgelezen. In de linker benedenhoek ziet men het systeem voor geluidsaftasting. Geheel links onder bevindt zich het belichtingslampje. Schuin naar boven volgen: een condensor, een spleet, een omgekeerd microscoop-objectief, dat de spleet verkleind afbeeldt op het geluidspoor, en een fotocel, die zich in het grijze kastje bevindt. Op de foto van de achterzijde valt het zware vliegwiel op, dat er toe dient om de beweging van de film door het systeem voor geluidsaftasting volkomen gelijkmatig te maken. Links van het vliegwiel bevindt zich in het vierkante huis het malteserkruis. Het malteserkruis loopt in olie, die door middel van magnetische filters zuiver wordt gehouden. Dit magnetische filter werd reeds eerder in dit tijdschrift besproken (zie Philips techn. T. **2**, 297, 1937).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



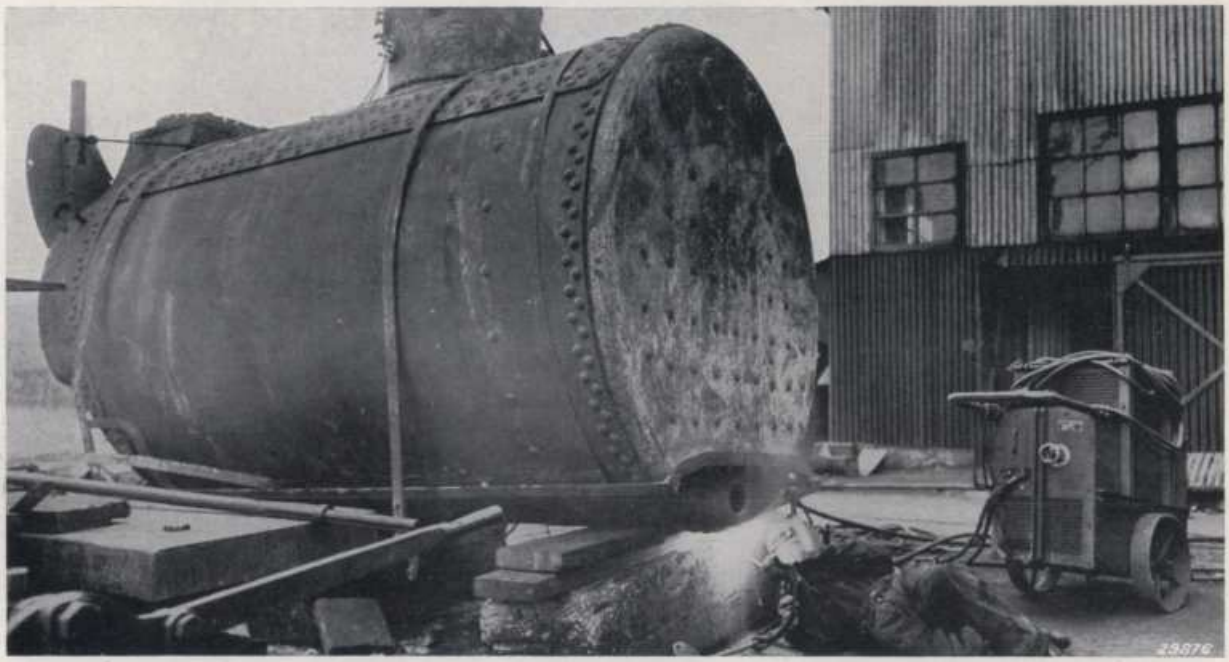
In elk van de projectorkasten bevindt zich het optische systeem met de bijbehoorende waterkoeling, en verder de aftastinrichting voor het geluidspoor met de eerste trap van de daarbij benoodigde versterking. Verder bevindt zich in de kast het mechanische gedeelte voor de beweging van de film door het optiek en door de „geluidskop".

In de onderkast zijn de versterkers en de voedingsapparaten aangebracht. In *fig. 8* is het apparaat van de achterzijde gefotografeerd. De deksels van de kasten zijn er afgenomen, zoodat men het inwendige kan zien.

Aan de deksel van de bovenste projectorkast is de inrichting voor het projecteeren van lantaarnplaatjes aangebracht, die in *fig. 9* is weergegeven. Ook hiervoor zijn kwiklampen van het in dit artikel beschreven type gebruikt. *Fig. 10* geeft enkele detail-afbeeldingen van het projectormechanisme, waarvan de nadere bijzonderheden in het onderschrift zijn vermeld.

Bewerkt door G. HELLER.

---



# LASSCHEN BOVEN HET HOOFD

door J. SACK. 621.791.052

In dit artikel wordt nagegaan, welke krachten een rol spelen bij het overgaan van laschmateriaal van de laschstaaf naar het werkstuk bij het lasschen boven het hoofd. De overgang van laschmateriaal wordt in dit geval belet door het gewicht van de druppels, de kinetische druk van de electronen in de boog en de electrodynamische krachten op de geladen druppels tengevolge van het insnoeren der stroomlijnen aan de brandvlek. Aan de andere kant wordt de overgang bevorderd door capillaire krachten, electrodynamische krachten tengevolge van het insnoeren van de hals van de druppel en explosiekrachten. Uit een schatting van deze krachten is het te begrijpen, dat het lasschen boven het hoofd mogelijk is.

## Inleiding

Bij het electrisch booglasschen maakt men gebruik van laschstaven, die afsmelten door de warmte-ontwikkeling van de electrische boog tusschen laschstaaf en werkstuk. Meestal wordt zoodanig gelascht, dat het werkstuk onder de laschstaaf ligt, zg. horizontaal lasschen, maar het komt ook voor, dat van onder af tegen het werkstuk gelascht moet worden. Vanzelfsprekend moet de lasscher zich daarbij zóó plaatsen, dat hij tijdens het lasschen een goed uitzicht heeft op de boog en de poel (het gesmolten metaalbad van het werkstuk). Het werkstuk bevindt zich dan boven het hoofd van de lasscher, vandaar dat men deze werkwijze boven het hoofd lasschen noemt. De practijk leert, dat deze werkwijze bij gebruik van hiertoe geschikte laschstaven, zooals het type PH-50, zeer goed uit te voeren is.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



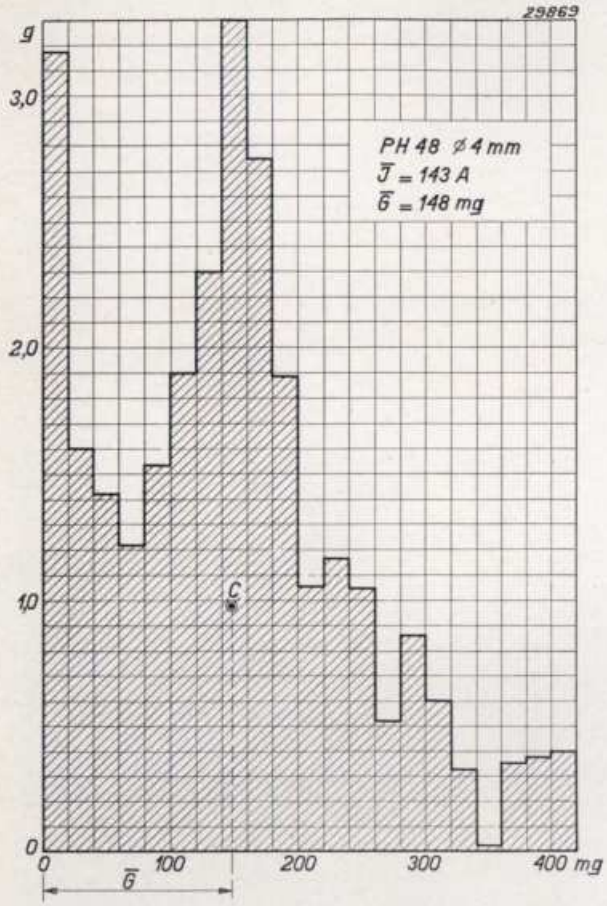



Fig. 1. Statistiek van de grootte der druppels bij het lasschen. De ordinaat geeft aan, hoeveel materiaal (in gram) overging in vorm van druppels met een gewicht, dat door het bijbehoorende interval op de abscis-as is aangegeven.

Het is bekend, dat het materiaal van de laschstaaf in de vorm van kleinere of grootere druppels naar het werkstuk overgaat [1]), hetgeen in het geval van lasschen boven het hoofd beteekent, dat de zwaartekracht overwonnen wordt. Bij het lasschen boven het hoofd is het dus duidelijk, dat behalve de zwaartekracht nog andere krachten op de druppel werken, en men heeft zich natuurlijk afgevraagd, wat wel de aard dezer krachten kon zijn. De tot nu toe gegeven verklaringen zijn vaag of onbevredigend. Eerst met behulp van röntgencinematografische opnamen [2]) is het ons gelukt een duidelijk beeld te krijgen van hetgeen zich bij het lasschen boven het hoofd afspeelt.

Hieronder zal een overzicht en een schatting gegeven worden van de krachten, die een rol spelen bij het vormen en het overgaan van een druppel. Eenige dezer krachten werken de druppelovergang tegen en zullen tegenwerkende krachten genoemd worden. Zij moeten overwonnen worden door krachten, die wij de drijvende krachten zullen noemen.

[1]) J. Sack, Philips techn. T. **2**, 129, 1937.
[2]) J. Sack, Philips techn. T. **1**, 26, 1936.

## Tegenwerkende krachten

### *Zwaartekracht*

Voor het bepalen van het gewicht der druppels moet men trachten gescheiden druppels te verkrijgen, die afzonderlijk gewogen kunnen worden. Eenvoudigheidshalve werd het gewicht van de druppels bepaald bij horizontaal lasschen.

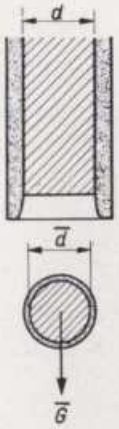
Men krijgt gescheiden druppels door bij het lasschen de laschstaaf voldoende snel over het werkstuk (bijv. een vlakke plaat) te verplaatsen [2]). Neemt men een laschstaaf met ijzeren kern — en alleen hiervan zal in dit artikel sprake zijn — en de plaat niet van ijzer maar van roodkoper, dan hechten de druppels niet op de plaat zoodat zij hiervan kunnen worden afgenomen en gewogen.

*Fig. 1* toont grafisch het resultaat van deze proef. Men leert daaruit bijv., dat er bij het opsmelten van de staaf 2,3 g aan druppels ontstonden, waarvan het gewicht varieerde van 120 tot 140 mg. Het gemiddelde gewicht is bepaald door de abscis van het zwaartepunt van het diagram en bedraagt in het geval van fig. 1:

$$\bar{G} = 148 \text{ mg}.$$

In *tabel I* zijn de gemiddelde gewichten en de gemiddelde afmetingen bijeengevoegd van druppels, die verkregen werden met laschstaven PH-50 en PH-48 van verschillende kerndiameter $d$. Het type PH-50, waarvan de bekleeding anorganisch is, geeft een druppel met een gemiddelde diameter van 0,7 $d$. Deze druppel is aanzienlijk kleiner dan die van het type PH-48 met halforganische bekleeding, waarvan de gemiddelde druppeldiameter 0,9 $d$ bedraagt. Een verschil in druppelgrootte komt tot uiting in een verschil in lascheigenschappen, en de lasscher zal dan ook zonder meer de laschstaaf PH-48 tot de grofdruppelige en de staaf PH-50 tot de fijndruppelige of „spuitende" staven rekenen. Bij het lasschen boven het hoofd is het van belang,

**Tabel I**




| TYPE | d | J | $\bar{G}$ | $\bar{d}$ | $\bar{d}/d$ | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | mm | amp | mg | mm | | |
| PH 50 | 5 | 220 | 150 | 3,3 | 0,66 | 0,69 |
| | 5 | 190 | 190 | 3,6 | 0,72 | |
| | 3¼ | 116 | 50 | 2,3 | 0,71 | |
| | 3¼ | 116 | 40 | 2,15 | 0,66 | |
| | 2½ | | 22 | 1,75 | 0,70 | |
| PH 48 | 4 | 111 | 196 | 3,6 | 0,90 | 0,89 |
| | 4 | 131 | 214 | 3,7 | 0,93 | |
| | 4 | 143 | 148 | 3,3 | 0,83 | |

29874

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



dat het gewicht van de druppel klein is; in dit opzicht verdient een staaf van het type PH-50 de voorkeur.

*Andere tegenwerkende krachten*

Om te weten te komen of behalve de zwaartekracht nog andere krachten op de druppel werken, kan men de werking van de zwaartekracht uitsluiten door met een horizontaal gehouden laschstaaf te lasschen tegen een verticale plaat. Men neemt dan waar, dat bij het branden van de boog, ook vóór er nog druppels overgaan, een kracht optreedt, die de laschstaaf wegdrukt van de plaat en afhankelijk is van de stroomsterkte.

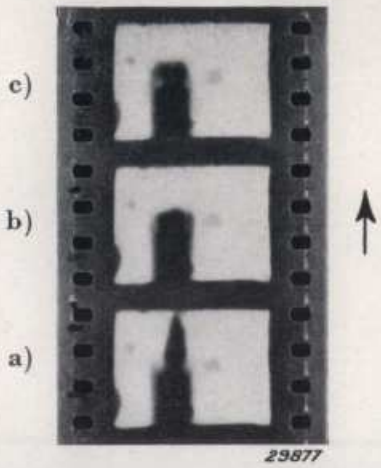



Fig. 2. Röntgencinematografische opname (50 beelden per sec) van de druppel bij het lasschen boven het hoofd. Speciaal zij de aandacht gevestigd op de langgerekte vorm van de druppel in beeld *a* en op de kuil aan de top van de druppel in beeld *c*.

De waarde van deze drukkracht kan voor verschillende typen van laschstaven wat uiteenloopen en hangt soms ook af van de polariteit. Bij normale bedrijfscondities is de kracht ca 1 g voor laschstaven van 4 mm en ca 2 g voor die van 6 mm, dus vele malen grooter dan het gewicht van de druppel. Het verband tusschen de drukkracht en de stroomsterkte kan bij benadering weergegeven worden door de betrekking:

$$K = 0{,}05\ I^2 \text{ (dyne)},$$

waarbij $I$ de stroomsterkte in ampere is [3]).

De drukkracht, werkende op de vloeibare druppel van de laschstaaf vormt een kuil in de druppel, welke op röntgencinematografische opnamen geregeld wordt waargenomen (zie bijv. *fig. 2c*).

[3]) Deze formule is afgeleid uit metingen van F. Nieburg, Elektroschweißung **9**, 101, 127, 1938. Soortgelijke, iets minder nauwkeurige resultaten werden reeds eerder verkregen door F. Creedy, A.I.E.E. Paper Nr. 32-41, Abstract Electr. Eng. **51**, 49, 1932. Beide metingen betroffen alleen de drukkracht eenige seconden of onderdeelen van seconden na het ontsteken van de boog. De variaties van de kracht bij het lasschen zijn niet bepaald.

De tegenwoordige stand van de kennis omtrent de laschboog is niet voldoende om volkomen inzicht te geven omtrent de oorzaken van deze tegenwerkende kracht. De meeste belangstelling van de physici gaat uit naar hetgeen aan de kathode van de ontlading gebeurt, en aan de kathode is dan ook de druk theoretisch onderzocht [4]). Uit de berekening blijkt, dat de afstootende kracht hoofdzakelijk is toe te schrijven aan het bombardement van de kathode door positieve ionen. Is $n$ het aantal ionen (of electronen) per eenheid van volume van de zuil van de boog, dan bedraagt de druk van de ionen op de kathode:

$$p = n\,k\,T, \quad \cdots\cdots\cdots\cdots \quad (1)$$

waarbij $T$ de absolute temperatuur van de electronen is en $k$ de constante van Boltzmann.

In de laschboog is de temperatuur van de electronen, evenals de temperatuur van de ionen, ongeveer 6000 °K, terwijl de concentratie der electronen op $n = 2{\cdot}10^{16}$ electronen per kubieke centimeter geschat kan worden [5]). Met deze waarden volgt uit verg. (1) een druk van $p = 17\,000$ dyne/cm².

De grootte van de kathodevlek, waarop de druk werkt, volgt uit de stroomdichtheid aan de kathode, welke ongeveer 7000 A/cm² bedraagt. Bij een stroomsterkte van 180 A is het oppervlak van de kathodevlek $f = 180/7000 = 0{,}026$ cm² en de kracht op de kathode wordt dus:

$$k = pf = 17000 \cdot 0{,}026 = 440 \text{ dyne} = 0{,}435 \text{ g},$$

terwijl de waarnemingen onder deze omstandigheden een gemiddeld ruim tweemaal zoo groote kracht geven.

Tenslotte moet met de electrodynamische krachten rekening gehouden worden, die veroorzaakt worden door de werking van het electromagnetische veld op de stroombanen. Man kan de electrische stroom door een geleider opvatten als te vloeien

[4]) L. Tonks, Phys. Rev. **46**, 278, 1934.

[5]) Deze schatting is gebaseerd op de veronderstelling, dat er een ionisatie-evenwicht tusschen de electronen en de ijzerdamp in de boog bestaat. De ionisatiegraad $a$ van het ijzer kan berekend worden met behulp van de formule van Saha, welke luidt:

$$\lg \frac{a^2 P}{1-a^2} = -\frac{5000\ V_i}{T} + 2{,}5 \lg T - 6{,}5.$$

Hierin is $P$ de druk van de ijzerdamp, in ons geval 1 atmosfeer. $V_i$ is de ionisatiespanning van de ijzeratomen en bedraagt 7,8 volt. De ionisatiegraad $a$ is klein ten opzichte van 1. Houdt men nog rekening met het verband tusschen de gasdichtheid en de temperatuur, dan vindt men voor het aantal electronen per cm³:

$$n = 4{,}3{\cdot}10^{18}\ \sqrt[4]{T}\ 10^{-\frac{2500}{T} V_i},$$

waaruit voor $T = 6\,000$°K en $V_i = 7{,}8$ V volgt $n = 2{\cdot}10^{16}$.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



door stroombuizen, die elkaar aantrekken, omdat de stroomrichting in al deze buizen dezelfde is.

Beschouwt men de top van een laschstaaf in de begintoestand, waar dus nog geen druppel gevormd is (zie *fig. 3*), dan ziet men, dat de stroom-

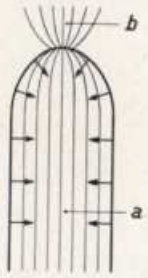



Fig. 3. Stroomlijnen aan de top van de laschstaaf. De pijlen geven de richting van de electrodynamische krachten aan. Het insnoeren van de stroombanen heeft tot gevolg, dat een resulteerende kracht naar beneden ontstaat.

banen bij de brandvlek ingesnoerd worden. De electrodynamische krachten, die eveneens in fig. 3 zijn weergegeven, hebben tengevolge van de kromming der stroomlijnen een resulteerende naar beneden. De waarde van de resulteerende kracht kan berekend worden (zie blz. 14) en men vindt:

$$k = \frac{I^2}{200} \ln \frac{O_2}{O_1} \text{ dyne}, \quad \cdots\cdots \quad (1)$$

waarbij $O_1$ het oppervlak van de brandvlek en $O_2$ de doorsnede van de ijzeren kern van de laschstaaf is, terwijl $I$ in ampere ingevuld moet worden. Voor $I = 180$ A en een negatieve brandvlek (0,026 cm²) vindt men $k = 255$ dyne $= 0{,}26$ g.

Is de brandvlek positief, dan is de oppervlakte van de brandvlek zoo groot, dat van een insnoering van de krachtlijnen nauwelijks sprake kan zijn. In dit geval is dus de electrodynamische kracht te verwaarloozen.

## Drijvende krachten

We zagen boven, dat de resulteerende tegenwerkende kracht in het begin van de druppelvorming

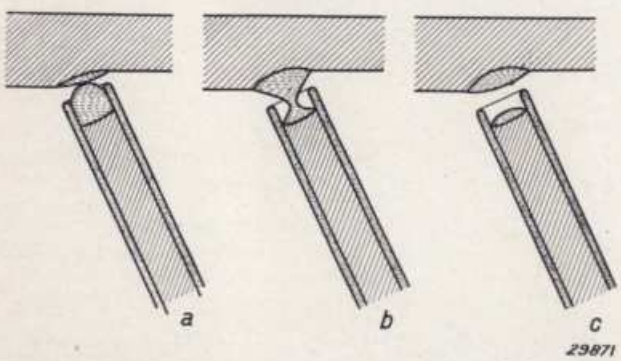



Fig. 4. Overgang van vloeibaar materiaal van de laschstaaf naar het werkstuk.

vele malen grooter is dan het gewicht van de druppels. De drijvende krachten moeten in staat zijn deze krachten te overwinnen, anders is bij het lasschen boven het hoofd de overgang van druppels niet mogelijk.

De belangrijkste drijvende krachten zijn de oppervlaktespanning, de electrodynamische en de explosieve krachten.

### *Oppervlaktespanning*

Reeds bij het vormen der druppels spelen de capillaire krachten of oppervlaktespanningen een belangrijke rol. Zij zorgen ervoor, dat het vloeibare metaal op de top van de laschstaaf blijft en niet langs de staaf afdruipt. Het zijn ook oppervlakte-spanningen die het gesmolten metaal in de naar onder hangende poel vasthouden.

Houdt men de boog voldoende kort, dan kan de druppel op de laschstaaf in contact komen met de poel en kan deze een deel van het vloeibare druppelmetaal opzuigen. *Fig. 4a, b, c* en de röntgenfoto's *fig. 5* toonen de drie fasen van dit proces:

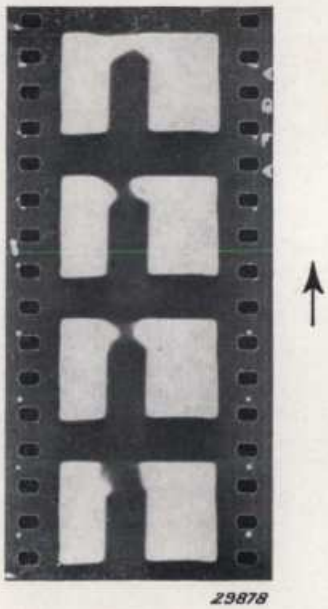



Fig. 5. Röntgenopname van de overgang van materiaal van een dun bekleede laschstaaf naar het werkstuk volgens het proces, dat in fig. 4 is geschetst.

a) het gesmolten metaal van het werkstuk maakt contact met dat van de laschstaaf.

b) de metaaldruppel tusschen het werkstuk en de laschstaaf wordt tengevolge van zijn oppervlaktespanning samengesnoerd en tenslotte in twee deelen gesplitst.

c) deze deeling is voltooid; de poel is grooter geworden, de druppel is verkleind, er is dus materiaal overgegaan *van* de laschstaaf *naar* het werkstuk. Voor deze materiaaloverdracht is noodig, dat de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



poel aan het begin van het proces niet te groot is. Aan deze eisch wordt niet voldaan, bij het lasschen boven het hoofd met een te hooge stroom of een te heet werkstuk. In deze gevallen valt het vloeibare metaal uit de poel en inplaats van te lasschen, brandt men een gat in het werkstuk.

De hier beschreven wijze van materiaalovergang is vooral van belang voor de blanke laschstaven, aangezien het met deze laschstaven niet lukt anders dan met een korte boog te lasschen. Bij te lange boog zal het vloeibare metaal van de laschstaaf eenvoudig afdruipen.

*Electrodynamische krachten*

Bij het lasschen houdt men in het algemeen de boog zoo kort mogelijk. Bij het lasschen boven het hoofd met blanke laschstaven is dit — zooals wij zoojuist zagen — zelfs noodzakelijk. Maar met dikbekleede laschstaven is het mogelijk ook met een langere boog te werken en hierbij kan de materiaalovergang op geheel andere wijze geschieden, zooals de röntgenfoto's (*fig. 6*) laten zien. Het

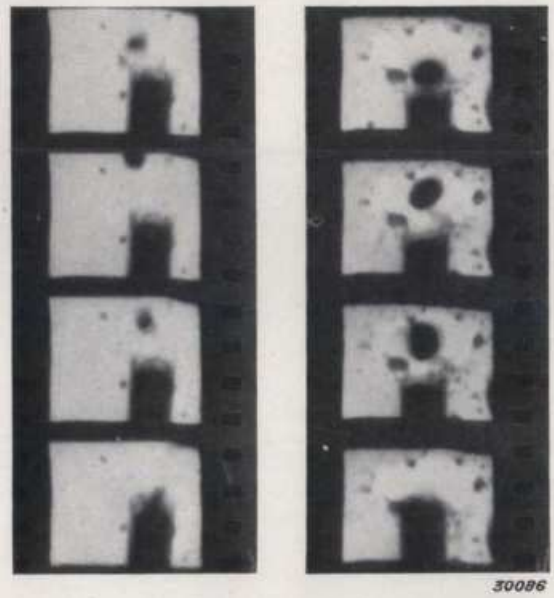



Fig. 6. Röntgenopname van de overgang van druppels tusschen laschstaaf en werkstuk. De boog is zeer lang gehouden. In tegenstelling tot fig. 4, waar de druppels aan het werkstuk kleven en eerst dan van de laschstaaf loslaten, worden de druppels hier van de laschstaaf „weggeschoten".

gesmolten metaal op de top van de laschstaaf wordt in- en afgesnoerd en de gevormde, meestal ronde, druppel wordt met een vrij groote snelheid naar boven geworpen. Is de afstand van de laschstaaf tot het werkstuk voldoende groot, dan zal de weggeschoten druppel het werkstuk niet bereiken, maar langs een min of meer paraboolvormige baan tenslotte naar beneden vallen.

Het insnoeren van het gesmolten metaal van de laschstaaf is als volgt te begrijpen. Zooals in fig. 3 werd voorgesteld, leidt de onderlinge aantrekking der stroombanen tot radiale krachten in de staaf.

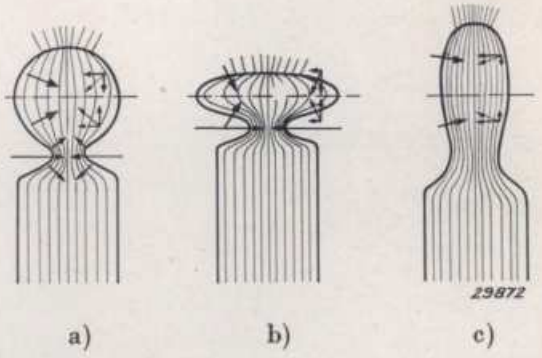



Fig. 7. Stroomlijnen in de laschstaaf en druppel. De pijlen geven de richting der electrodynamische krachten aan. Men ziet, dat de krachten de tendens hebben de hals van de druppel in te snoeren en de druppel van de laschstaaf los te scheuren. Uit de figuren *b* en *c* blijkt, dat de krachten er naar streven een afgeplatte druppel nog platter en een langgerekte druppel nog langer te maken.

Deze krachten zijn in het algemeen te klein om een vaste geleider te deformeeren. Zij kunnen echter bij voldoende stroomsterkte groot genoeg worden om vormveranderingen van een vloeibare geleider te veroorzaken. Men heeft dit het eerst opgemerkt en theoretisch onderzocht bij inductie-smeltovens [6]), waarbij ijzer in een horizontale ringvormige goot door inductie verwarmd en gesmolten wordt. Het smeltbad vormt een ringvormige, vloeibare geleider, waarin onder bepaalde omstandigheden insnoeringen optreden. Hoe zal dit effect, pincheffect genaamd, nu bij de druppels van laschstaven tot uiting komen?

Wanneer aan de top van de laschstaaf een voldoend groote hoeveelheid vloeibaar materiaal is ontstaan, dan zal bij bekleede laschstaven een insnoering optreden, zooals in *fig. 7a* is weergegeven. De stroomlijnen loopen nu niet meer evenwijdig aan de as van de staaf en dientengevolge verkrijgt de drukkracht een axiale component. Wanneer de druppel door een of andere oorzaak wordt afgeplat (fig. 7*b*) of langgerekt (fig. 7*c*), dan zullen de electrodynamische krachten deze deformatie versterken, zoodat zeer sterk gedeformeerde druppels kunnen ontstaan. Deze zijn dan ook soms in de cinematografische opnamen waar te nemen: fig. 2*a* toont een langgerekte, *fig. 8* een afgeplatte druppel.

In het algemeen zal de insnoering van de hals voortdurend sterker worden, totdat de hals geheel is afgesnoerd. Het insnoeren is gedeeltelijk een gevolg van de oppervlaktespanning maar in hoofdzaak toe te schrijven aan de boven behandelde

---

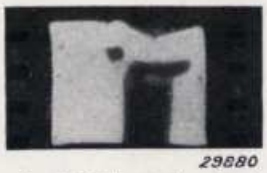
[6]) E. F. Northrup, Phys. Rev. **24**, 474, 1907.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



electrodynamische krachten, zooals blijkt uit fig. 7*a*, waar men ziet, dat het vloeibare metaal ter plaatse van de insnoering uit elkaar wordt gescheurd.



29880

Fig. 8. Een druppel, tijdelijk sterk afgeplat door electrodynamische krachten.

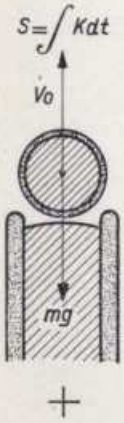
Naarmate de hals van de druppel smaller geworden is, zal de naar boven gerichte component van de electrodynamische kracht grooter zijn. Een nadere berekening, die hieronder in het kort geschetst zal worden, toont aan, dat de electrodynamische kracht op een stuk van een geleider altijd gericht is van de kleinere naar de grootere doorsnede en dus in dit geval naar boven, indien de doorsnede van de hals kleiner is dan het oppervlak van de brandvlek.

Nu bedraagt in het algemeen bij een boog het oppervlak van de negatieve brandvlek slechts enkele vierkante millimeters, terwijl het oppervlak van de positieve brandvlek overeenkomt met de doorsnede van de druppel. Een naar boven gerichte electrodynamische kracht zal dus hoofdzakelijk optreden, wanneer de laschstaaf aan de positieve pool ligt. Is de hals voldoende ingesnoerd, dan wordt deze kracht grooter dan het gewicht van de druppel (en andere tegenwerkende krachten), met het gevolg, dat de druppel de laschstaaf met vaart verlaat.

Dit blijkt ook uit de filmopnamen, die in fig. 6 zijn weergegeven. In deze gevallen was de baan van de druppel over eenige beeldjes te vervolgen en daardoor kon de beginsnelheid van de druppel geschat worden. Neemt men aan, dat op de vrije druppel alleen de zwaartekracht werkt, dan volgen uit de voor de bepaling gunstige filmstrookjes de n *tabel 2* aangegeven beginsnelheden $v_o$. De druppel wordt dus „weggeschoten" met een impuls $S$ van gemiddeld 2 dyne sec of een kinetische energie van gemiddeld 23 erg.

**Tabel II**

$S = \int K dt$ $\phi = 4$ mm $J = +140$ A




| m | $V_0$ | S | T |
|---|---|---|---|
| mg | cm/sec | dyne sec | erg |
| 72 | 32 | 2,3 | 37 |
| 62 | 16 | 1,0 | 8 |
| 157 | 17 | 2,7 | 23 |
| | | $\overline{S} = 2{,}0$ | $\overline{T} = 23$ |

29875

Een theoretische schatting van de electrodynamische krachten leidt tot dezelfde orde van grootte. Berekent men bij een rotatiesymmetrisch lichaam volgens *fig. 9* de electrodynamische kracht, welke werkt op een ringvormig volume-element (plaats $x$, straal $r$), dan vindt men een resulteerende kracht in de $x$-richting van de grootte:

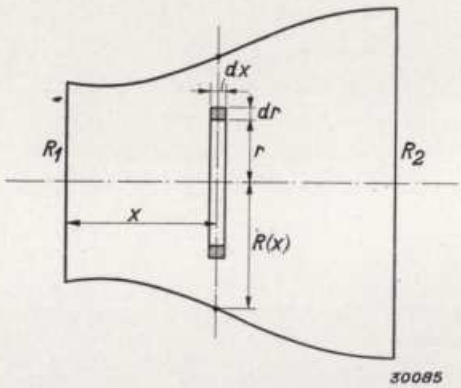
$$dK_x = I^2 \cdot \frac{4\ r^3}{100\ R^5} \cdot \frac{dR}{dx}\ dx\ dr \text{ (dyne)},$$

waarbij $R$ de straal van het lichaam ter plaatse $x$ is en $I$ de stroomsterkte in ampere. Deze formule geldt bij de onderstelling, dat $R$ slechts langzaam met $x$ verandert [7]).

De totale kracht op het lichaam wordt verkr gen door bovenstaande uitdrukking over $r$ (van 0 tot $R$) en over $x$ (van $x_1$ tot $x_2$) te integreeren. Het resultaat is:

$$K_x = \frac{I^2}{100} \ln \frac{R_2}{R_1} = \frac{I^2}{200} \ln \frac{O_2}{O_1}.$$

Uit deze formule blijkt, dat de kracht alleen afhangt van de stroomsterkte en de doorsneden aan het begin en het eind van het beschouwde stuk van de geleider en dat ze altijd gericht is van het kleinere naar het grootere oppervlak.




30085

Fig. 9. Schets ter berekening van de electrodynamische krachten, werkzaam op een stuk van een rotatie-symmetrisch lichaam.

Past men dit resultaat toe op de afgesmolten druppel, dan moet men voor $O_2$ het oppervlak van de brandvlek nemen en voor $O_1$ de doorsnede van de hals.

De kracht $K_x$ wordt een drijvende kracht vanaf het oogenblik, dat de doorsnede van de hals kleiner is dan de brandvlek. Bij verder voortgaand insnoeren zal bij een bepaalde straal $R_1$ van de hals de opwaarts gerichte electrodynamische kracht gelijk zijn aan het gewicht $G$ van de druppel. Van nu af zal de druppel een opwaartsche beweging beginnen en dientengevolge zal de insnoering in versneld tempo voortschrijden.

Om de totale energie te berekenen, die op de druppel wordt overgedragen, mo ten we nog de lengte van de weg kennen, waarover de electrodynamische krachten werken, tot de hals geheel is afgesnoerd. Deze weg zal ongeveer van de orde zijn van de straal $R_1$ van de hals. Wij willen deze onder-

[7]) In dit geval kan men onderstellen, dat de axiale component van de stroomdichtheid gelijk is in alle punten van een vlakke doorsnede loodrecht op de as.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



stelling nader preciseeren door aan te nemen, dat bij de opwaartsche beweging de straal van de hals in dezelfde mate afneemt als de druppel naar boven beweegt. Bij deze onderstelling berekent men voor de totale kinetische energie $T$, die tot het oogenblik van afsnoeren aan de druppel wordt toegevoerd:

$$T = \frac{I^2}{100} R_1.$$

Laten we in het bijzonder beschouwen de proeven, waarvan de uitkomsten in tabel 2 zijn vermeld en nemen wij een laschstaaf van $d = 4$ mm kerndiameter, een druppel van $0{,}7\ d = 2{,}8$ mm diameter en een gelijkstroom van 140 A. De stroomdichtheid in de brandvlek bepaalt zijn oppervlak en hiermede ook de grootte van de opwaarts gerichte electrodynamische kracht. Stelt men de stroomdichtheid gelijk 7000 A/cm² voor de kathodevlek en gelijk 1400 A/cm² voor de anodevlek, dan vindt men, al naar gelang de laschstaaf positief of negatief is, voor $R_1$ resp. 0,09 en 0,05 cm en voor $T$ resp. 18 en 10 erg. De onder de omstandigheden van de waarnemingen van tabel 2, dus positieve polariteit, gevonden energieopname van 18 erg is in goede overeenstemming met het waargenomen gemiddelde van 23 erg.

*Explosiekrachten*

In hetgeen volgt zal aandacht geschonken worden aan hetgeen in de hals van de druppel gebeurt. Door de electrodynamische krachten wordt de hals voortdurend vernauwd, maar aangezien het electrische geleidingsvermogen van vloeibaar ijzer veel grooter is dan dat van de gesmolten bekleeding, zal de electrische stroom toch voortgaan in hoofdzaak door de steeds nauwer wordende hals te vloeien. De door de electrische stroom ontwikkelde warmte zal de temperatuur van de hals verhoogen, totdat het kookpunt van het ijzer bereikt wordt.

Aangezien het geheele proces in enkele tienden milliseconden afloopt, zooals uit de nadere discussie hieronder zal blijken, is het te begrijpen, dat een slechts kleine vertraging van het koken tot een aanzienlijke overschrijding van het kookpunt kan leiden, waarna de hals explosief in de dampvorm overgaat. Hierbij ontstaat een tijdelijke overdruk, die de druppel met groote vaart weg kan schieten, vooral indien de ruimte tusschen de druppel en de staaf gedeeltelijk met slak opgesloten is, zoodat de gassen niet onmiddellijk kunnen ontwijken. Dit is bij bekleede laschstaven altijd het geval.

Een dergelijk verschijnsel kan optreden, doordat het ijzer opgeloste gassen bevat, die waarschijnlijk vóór het bereiken van het normale kookpunt uit het ijzer verdreven worden. Wij kunnen dan verwachten, dat zich binnen de hals een gasbel vormt, hetgeen ook inderdaad eenige malen op de film (*fig. 10*) is geconstateerd.

Het verloop van de temperatuurstijging ten gevolge van de electrische stroom door de steeds nauwer wordende hals is eenvoudig te berekenen, indien men onderstelt, dat de warmte-afvoer geen rol speelt; dit zal alleen het geval zijn bij een zeer slanke hals, zooals die vlak vóór de explosie kan optreden. De diameter van de hals kan geschat worden uit waarnemingen van het spanningsverloop met een kathodestraaloscilloscoop. Men ziet nl., dat elke druppel-overgang gepaard gaat met een spanningspiek van gemiddeld ca 20 V bij 140 A laschstroom. De tijdsduur van deze piek is van de orde van: $2 \cdot 10^{-4}$ sec.

29881

Fig. 10. Voorbereiding van een explosie. In het inwendige van de hals ontstaat een damp- of gasbel.

Deze spanningspiek is voornamelijk toe te schrijven aan de electrische weerstand van de hals, die hieruit berekend kan worden en 0,14 ohm bedraagt. Denkt men de hals als een cylindertje van 1 mm hoogte (in overeenstemming met de filmopname), dan volgt hieruit een halsdoorsnede van $3{,}6 \cdot 10^{-4}$ cm².

De tijd, die noodig zou zijn om deze hals totaal te verdampen, zou bij de aangegeven spanning en stroomsterkte $6 \cdot 10^{-4}$ sec bedragen. Het is plausibel, dat de werkelijke levensduur slechts een fractie van deze tijd bedraagt (in overeenstemming met de waargenomen $2 \cdot 10^{-4}$ sec), omdat tijdens de verdamping de vernauwing van de hals verder doorgaat en bovendien de verdampingssnelheid hierdoor verder toeneemt.

Het spanningsverlies in de hals tijdens de druppelovergang treedt niet alleen op bij het lasschen boven het hoofd maar ook bij het lasschen in andere standen. Dit spanningsverlies staat in serie met de boogspanning en kan, indien de beschikbare spanning te laag is, aanleiding geven tot het dooven van de boog. Bij het lasschen met een laschtransformator is gebleken, dat het verschijnsel van dooven van de boog optreedt bij een te lage open spanning van de machine, en wel des te frequenter, naarmate de open spanning lager is. Om deze reden mogen transformatoren met een te lage open spanning (bijv. minder dan 50 V) niet als geschikte laschtransformatoren beschouwd worden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



# VERLICHTING EN VERDUISTERING

door P. J. BOUMA.

628.97:355.585

Uit de studie van physiologisch-optische gegevens worden de helderheden en verlichtingssterkten afgeleid, die onder verschillende omstandigheden nog toelaatbaar zijn in tijden van gevaar voor luchtaanvallen. Algemeene richtlijnen worden aangegeven voor de verlichting onder deze omstandigheden. Aangetoond wordt, hoe de Philips „Protector"-lampen een oplossing voor dit probleem vormen. Tenslotte wordt de invloed van de kleur van het licht in het kort besproken.

Het vraagstuk van het maken van een goede buitenverlichting onder normale omstandigheden is in dit tijdschrift reeds van een aantal verschillende zijden belicht. Dit probleem krijgt een volkomen ander karakter, wanneer we het gaan bestudeeren in samenhang met een mogelijk gevaar van luchtaanvallen in oorlogstijd.

De primaire eisch, die dan aan de verlichting gesteld wordt, is, dat zij de vliegers niet in staat stelt om zich te oriënteeren en de ligging van steden, gebouwen, enz. waar te nemen. Daarnaast komt de secundaire eisch, dat men op de begane grond zelf toch nog zooveel waarnemingsmogelijkheden wenscht te bezitten, dat het verkeer, zij het ook met sterk verminderde snelheden, nog eenigszins mogelijk is.

In het onderstaande zal aan de hand van physiologisch-optische gegevens worden nagegaan, onder welke omstandigheden aan de primaire eisch van „niet-waarneembaarheid uit de lucht" kan worden voldaan en op welke wijze men in de practijk deze omstandigheden kan realiseeren onder behoud van een zoo goed mogelijke waarnemingsmogelijkheid op de grond.

## Physiologisch-optische grondslagen

Nauwkeurige gegevens omtrent zichtbaarheid van lichtvlekken van verschillende grootte en helderheid onder de omstandigheden, die zich voor de vlieger tijdens een luchtaanval voordoen, zijn alleen te verkrijgen door proeven op groote schaal, die door vliegers vanuit de lucht genomen worden. Zelfs dan zal het nog zeer moeilijk zijn om de werkelijke omstandigheden nauwkeurig na te bootsen. Zoo zal de vlieger bij de proeven gewoonlijk over hem goed bekend terrein vliegen, de psychologische instelling is een geheel andere dan tijdens de luchtaanval, enz. Al dergelijke factoren kunnen een niet te onderschatten invloed uitoefenen op het resultaat.

Daar ons geen betrouwbare resultaten van dergelijke practische waarnemingen ter beschikking staan, zullen wij ter verkrijging van de noodige numerieke gegevens een geheel andere weg inslaan. We gaan hierbij uit van het groote waarnemingsmateriaal, dat in tal van laboratoria verzameld is omtrent het zien van voorwerpen van diverse grootte en helderheid. De practijk leert echter, dat men onder laboratoriumcondities steeds tot veel lagere drempelwaarden komt dan onder de practisch voorkomende omstandigheden. Om deze kloof te overbruggen, maken we gebruik van de ervaringen, die men bij de scheepvaart heeft opgedaan omtrent het waarnemen van lichtsignalen.

De belangrijkste laboratoriumgegevens, waarop we onze beschouwingen baseeren, vindt men in *fig. 1* vereenigd. Hier is de minimale verlichtings-

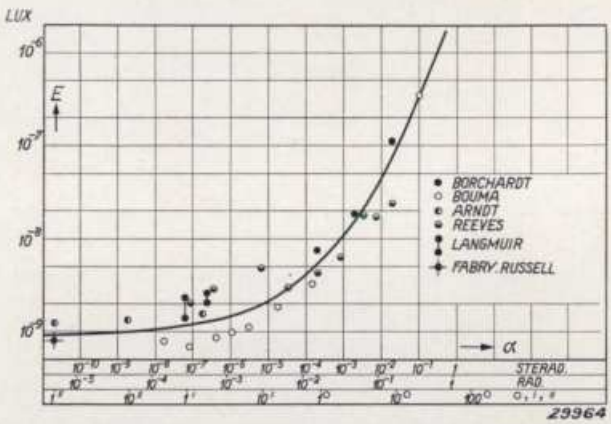



Fig. 1. Verlichtingssterkte $E$ op het oog, die een cirkelvormig object moet veroorzaken om juist gezien te kunnen worden, als functie van de grootte van het object (uitgedrukt als hoek resp. ruimtehoek, waaronder men het object ziet).

sterkte $E$, die een cirkelvormige lichtbron op het oog moet geven om nog juist waargenomen te kunnen worden, uitgezet als functie van de hoek $\alpha$, waaronder men de lichtbron waarneemt [1]). Deze kromme is samengesteld uit de gegevens van een zestal verschillende auteurs; [2]) ondanks de zeer

[1]) $\alpha$ is als gewone hoek aangegeven, zoowel in radialen als in graden, minuten, seconden. Bovendien vindt men als derde schaal de bijbehoorende ruimtehoek in steradialen.

[2]) Arndt, Das Licht **5**, 220, 1935.
Borchardt, Zs. für Sinnesphys. **48**, 176, 1914.
Bouma, (niet gepubliceerd).
Fabry, Trans Ill. Eng. Soc. **20**, 12, 1925.
Langmuir en Westendorp, Physics **1**, 273, 1931.
Reeves, Astrophys. J. **47**, 141 ,1918.
Russell, Astrophys. J. **45**, 60, 1917.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



verschillende herkomst (uit physische, technische, physiologische en astronomische onderzoekingen) toonden deze alle een redelijke overeenstemming. We zien uit fig. 1, dat bij zeer kleine gezichtshoeken (kleiner dan ca. 1 minuut), $E$ onafhankelijk is van $\alpha$: voor dergelijke kleine lichtpuntjes geeft niet de helderheid, maar alleen de totale lichtsterkte de doorslag. Bij zeer groote hoeken (boven ca. 10 graden) is $E$ evenredig met $\alpha^2$, dus met het schijnbare oppervlak; voor dergelijke groote lichtvlekken spelen de afmetingen verder geen rol meer en bepaalt alleen de helderheid de zichtbaarheid. Voor zeer kleine gezichtshoeken is de drempel $E = 10^{-9}$ lux, voor zeer groote gezichtshoeken $B = 3{,}4 \cdot 10^{-10}$ stilb.

In de practijk hebben we veelal te maken met het gebied, dat tusschen deze beide uitersten ligt en waar dus zoowel de helderheid als de afmetingen elk afzonderlijk van belang zijn voor de zichtbaarheid.

Nu rekent men in de scheepvaartpractijk voor kleine gezichtshoeken met een drempelwaarde $E = 2 \cdot 10^{-7}$ lux, zoodat men voor de overgang van laboratoriumproef tot practische waarneming een factor 200 aanbrengt. Deze factor lijkt verrassend groot, maar wordt begrijpelijker, wanneer we de volgende factoren in aanmerking nemen.

1) Bij de laboratoriumproef werkt men met volledig voor donker geadapteerd oog, in de practijk niet. Dat deze factor van groot belang is, blijkt hieruit, dat het licht van de heldere, maanlooze nachthemel de drempelwaarde $E$ reeds een factor 10 doet stijgen (Russell).
2) Bij de laboratoriumproef weet men, waar het lichtpuntje te verwachten is, in de practijk niet.
3) Vlak bij de drempelwaarde gelegen lichtpuntjes neemt men veelal een kort moment waar, om ze daarna weer uit het oog te verliezen. Voor de practijk is een dergelijke waarneming onvoldoende.
4) In het laboratorium staat een onbeperkte waarnemingstijd ter beschikking.
5) In het laboratorium kan men rustig alle aandacht op de visueele waarneming concentreeren.

De genoemde factor 200 mogen we echter niet zonder meer op het verduisteringsprobleem toepassen, daar we hier te maken hebben met de eisch van „juist niet meer kunnen waarnemen", bij de scheepvaart met „juist nog wel kunnen waarnemen". Uit talrijke physiologische waarnemingen blijkt, dat het verschil in drempelwaarden bij toepassing van deze twee verschillende criteria een factor $1^1/_2$ à 2 kan bedragen.

We zullen dus vrij nauwkeurig de drempelwaarden voor het verduisteringsprobleem vinden, wanneer we de $E$-waarden van fig. 1 met een factor 100 vermenigvuldigen.

**Maximaal toelaatbare helderheden en verlichtingssterkten**

Voor zeer groote, verlichte oppervlakken vinden we uit het bovenstaande een maximaal toelaatbare helderheid van $3{,}4 \cdot 10^{-8}$ stilb. Onderstellen wij, dat het verlichte wegdek diffuus reflecteert met een reflectiecoëfficient van 15% (een waarde, die men bij keibestrating veelal vindt, voor asfalt zijn de coëfficienten nog lager), dan beteekent dit een maximaal toelaatbare verlichtingssterkte van $7 \cdot 10^{-3}$ lux [3]). Het gemiddelde verlichtingsniveau van wegen en straten mag dit bedrag dus niet overschrijden. Daar de bovengenoemde factor 100 wel correct is voor kleine gezichtshoeken, maar voor zeer groote oppervlakken nog wel iets aan de hooge kant zal zijn, moet men er zelfs voor zorgdragen, dat de oppervlakken, die tot dit niveau verlicht kunnen worden, niet grooter zijn dan strikt noodzakelijk is.

Voor puntvormige lichtbronnen bedraagt $E$ ongeveer $10^{-7}$ lux op het oog: een lichtsterkte van 1/10 kaars is onder gunstige weersomstandigheden nog tot 1 km hoogte waar te nemen. Hieruit blijkt wel, dat het van primair belang is, dat de lichtbronnen niet het minste licht naar boven uitstralen.

In *tabel I* vindt men gegevens voor enkele tusschenliggende gevallen. Voor cirkelvormige lichtvlekken van verschillende diameter $d$ (in meters) is de maximaal toelaatbare verlichtingssterkte in lux opgegeven, die de vlek mag hebben om vanuit een hoogte van 300, 1000, 3000 meter nog niet waargenomen kunnen worden. Als reflectiecoëfficient van voorwerpen, personen, enz., die zich in deze lichtvlekken bevinden, is 30% aangenomen.

**Tabel I**

| hoogte \ $d$ | 0,1 m | 1 m | 10 m | 100 m |
|---|---|---|---|---|
| 300 m | 14 | 0,26 | 0,013 | 0,0041 |
| 1000 m | 135 | 1,9 | 0,051 | 0,0057 |
| 3000 m | 1200 | 14 | 0,26 | 0,013 |

We zien hieruit o.a., dat een verlichtingssterkte van 1 lux (ongeveer de onderste grens, waarbij men nog behoorlijk iets lezen kan), bij een vlieghoogte van 1000 m nog wel toelaatbaar is, wanneer de lichtvlek een doorsnede van 1 m heeft, maar voor

[3]) Ter vergelijking diene, dat bij een heldere maanlooze nacht de verlichtingssterkte ca. $0{,}2 \cdot 10^{-3}$ lux is, bij volle maan ca. 0,2 lux.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



veel grootere lichtvlekken volkomen ontoelaatbaar wordt.

Ook ziet men, dat voor zeer groote verlichte terreinen (100 meter) de zichtbaarheid slechts langzaam afneemt bij toenemende hoogte van het vliegtuig: van 300 tot 3000 meter hoogte neemt de toe te laten verlichtingssterkte van het terrein slechts met een factor 3 toe. Kleine lichtvlekken (1 meter) daarentegen verdwijnen zeer snel, wanneer het vliegtuig hooger stijgt: van 300 tot 3000 meter hoogte neemt de toelaatbare verlichtingssterkte met een factor 54 toe.

Uit de tabel zien we verder, dat een venster van een goed verlicht vertrek (100 lux), dat een oppervlak van 0,8 m² heeft, voorzien moet worden van een gordijn, dat hoogstens 2% resp. $^1/_4$% van het licht doorlaat, wil men het op 1000 meter resp. 300 meter afstand onzichtbaar maken. Men ziet uit deze getallen, dat vele in normale tijden gebruikte gordijnen, nog afgezien van de invloed der kieren, onvoldoende zijn.

**Algemeene richtlijnen voor de „verduisteringsverlichting"**

De belangrijkste eischen, die we aan de „verduisteringsverlichting" moeten stellen zijn:

a) Het algemeene verlichtingsniveau van de buitenverlichting moet zeer laag zijn (ca. 0,007 lux).
b) Zelfs dit lage verlichtingsniveau mag niet over grootere oppervlakten worden aangebracht dan noodzakelijk is.
c) De verlichting moet zeer gelijkmatig zijn; alleen dan kan men nog een eenigszins bruikbare verlichting krijgen zonder plaatselijk het toelaatbare niveau te overschrijden.
d) De lichtbronnen mogen niet de minste straling naar boven afgeven; enkele tiende kaars kan al te veel zijn.
e) Er moet voor gezorgd worden, dat ook niet door spiegelwerking de lichtbron vanuit de lucht zichtbaar wordt.
f) Het is gewenscht, dat de lichtbronnen in vrijwel horizontale richting nog een bepaald bedrag uitstralen; hierdoor kunnen ook de lichtbronnen op grootere afstand nog als bakenverlichting tot de oriëntatie van de weggebruiker bijdragen. Deze straling mag echter vooral niet te groot zijn, daar het oog bij deze lage helderheidsniveaus anders al spoedig te veel verblind zou worden.
g) Op de kleur van de lichtbronnen zullen we aan het slot van ons artikel nog nader terugkomen.

Verscheidene malen is voorgesteld om aan de eisch a) te voldoen door van een centraal punt uit de spanning van de gloeilampen te verlagen. Afgezien van technische bezwaren, die hieraan verbonden kunnen zijn, is deze maatregel ten eenenmale onvoldoende. Men zou, om op deze wijze een stad afdoende te verduisteren, het verlichtingsniveau met het oog op de goed verlichte straten ongeveer een factor 2000 moeten verlagen; hiertoe zou een spanningsvermindering van 220 tot ca. 35 volt noodig zijn. Bij een dergelijke drastische verlaging zouden de waarnemingsmogelijkheden in de meeste straten, mede door de groote ongelijkmatigheid, veel te slecht worden.

Hier komt nog bij, dat de gloeilampen bij dergelijke lage spanningen een sterk rood gekleurd licht zouden uitstralen, hetgeen zeer ongewenscht is (zie beneden).

Om aan alle eischen a)-f) te voldoen, zal men moeten overgaan tot de vervanging van lichtbronnen door andere, die beter aan dit doel beantwoorden.

Men zou dit kunnen doen door de bestaande lichtbronnen in oorlogstijd te voorzien van speciale armaturen- schermen, enz. Dit systeem heeft echter tweeërlei nadeelen:

1) Het zal moeilijk zijn om alle bestaande, veelal zeer uiteenloopende lichtbronnen op dezelfde doelmatige wijze af te schermen.
2) Wanneer scherm of armatuur beschadigd wordt, zonder dat de lamp bezwijkt, kan de veel te sterke gloeilamp plotseling zichtbaar worden.

**De „Protector" lamp**

Deze overwegingen hebben geleid tot de ontwikkeling van een speciale lamp voor verduisteringsdoeleinden, de zg. „Protector"-lamp, die in twee verschillende uitvoeringen wordt gefabriceerd.

*Fig. 2* geeft een afbeelding van type I, bedoeld voor buitenverlichting. Het bestaat uit een vacuum gloeilamp van 25 watt [4]) met een zeer speciaal

Fig. 2. „Protector"-lamp voor buitenverlichting.

[4]) Eventueel zal voor bepaalde gevallen tot nog kleinere wattages worden overgegaan.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



gevormde ballon, die grootendeels dof zwart bespoten is. Slechts een smalle gematteerde ring is uitgespaard. Daar deze ring het licht hoofdzakelijk onder betrekkelijk kleine hoeken met de horizon uitstraalt, ontstaat de lichtverdeelingskromme van *fig. 3*. In verticale richting vertoont de lichtuitstraling een miminum, waardoor zoowel het ontstaan van een vlek met te hooge helderheid direct onder de lamp als het gevaar van de sterke spiegeling naar bijna verticale richtingen vermeden wordt. Het sterke toenemen van de lichtsterkte bij grootere hoeken draagt bij tot een regelmatige verdeeling van de verlichtingssterkte. Voor hoeken kleiner dan 25° met de horizon neemt de uitstraling sterk af, waardoor een te sterke verblinding wordt vermeden. In horizontale richting bezit de lamp nog een zeer kleine lichtsterkte (ca. 0,05 kaars), boven het horizontale vlak wordt niets uitgestraald. Bij deze lichtverdeelingskromme zal de hoogste verlichtingssterkte op de weg ontstaan in het punt, vanwaar men de lichtbron onder ca. 45° met de horizon waarneemt. Wordt de lamp op 6 meter hoogte opgehangen, dan bedraagt deze maximale verlichtingssterkte juist 0,007 lux; overal elders hebben we nog lagere verlichtingssterkte.

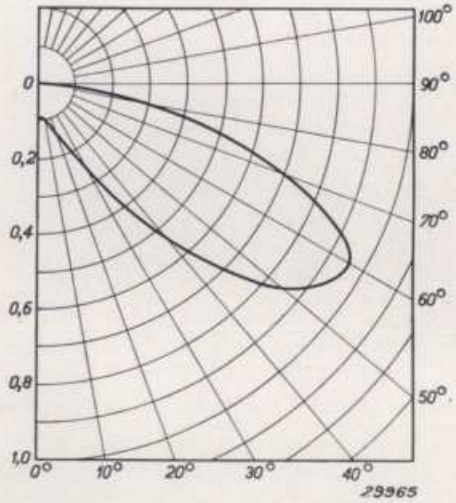



Fig. 3. Lichtverdeeling (kaarssterkte als functie van de richting) van de „Protector"-lamp voor buitenverlichting.

Hangt men de lamp op slechts 4 meter hoogte, dan zal buiten een cirkel van ca. 6 meter straal, geslagen om het punt recht onder de lamp, de verlichtingssterkte nog beneden 0,007 lux blijven, terwijl binnen genoemde cirkel een gemiddelde verlichtingssterkte van ca. 0,012 lux zal ontstaan. Uit tabel I zien we, dat ook een dergelijke lichtvlek bij 300 meter vlieghoogte reeds onzichtbaar begint te worden.

*Fig. 4* geeft een afbeelding van de „Protector"-lamp type II, bedoeld voor binnenverlichting. Ook hier is het belangrijkste punt, dat elk naar boven gericht licht rigoureus wordt afgeschermd, zoodat ook bij onvoldoende werking van gordijnen nooit direct licht door de vliegers waargenomen kan worden. Dit is bereikt door een ballon, die eveneens grootendeels zwart gespoten is, met uitzondering van een gematteerd venster. In tegenstelling met type I vertoont de lichtverdeelingskromme voor dit type een maximum in de verticale richting en bijna geen uitstraling onder hoeken, kleiner dan 30°, met de horizon (zie *fig. 5*). Hierdoor wordt bereikt, dat men vlak onder de lamp voldoende verlichtingssterkte verkrijgt om bepaalde werkzaamheden nog te kunnen verrichten, terwijl men de lichtvlek niet onnoodig groot en daardoor gemakkelijker zichtbaar maakt.

Fig. 4. „Protector"-lamp voor verlichting in huiskamers.

Omtrent het gebruik van type I zij nog opgemerkt, dat het niet mogelijk is om op het moment, dat een luchtaanval dreigt, de lampen nog snel te vervangen. Gedurende de geheele periode van mogelijk gevaar zullen dan ook de verduisteringslampen in gebruik moeten zijn. Tegenover het nadeel, dat men zich dan al die tijd met de toch zeer gebrekkig te noemen

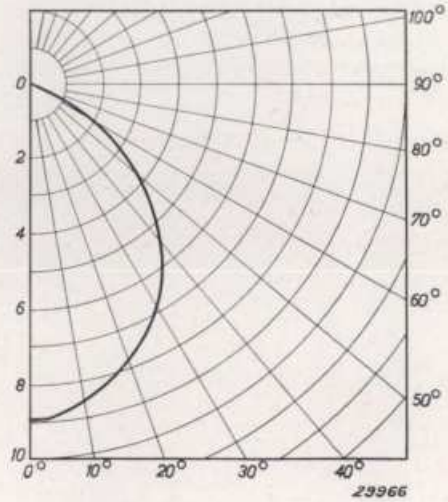



Fig. 5. Lichtverdeeling van de „Protector"-lamp voor verlichting in huiskamers.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



verlichting moet tevreden stellen, staat het voordeel, dat men, wanneer het gevaar werkelijk dreigt, aan dit soort verlichting gewend is en dat de paniekstemming niet vergroot wordt door het plotselinge dooven van lichten.

Voor die gevallen, waar men een nog kleinere lichtsterkte wenscht, kunnen de beide typen „Protector"-lampen ook met blauw gespoten ring of venster geleverd worden.

Tenslotte zij nog vermeld, dat de practische ervaringen, met de „Protector"-lampen tijdens verschillende verduisteringsoefeningen gedurende het afgeloopen jaar opgedaan, in zeer goede overeenstemming bleken te zijn met de in het bovenstaande weergegeven overwegingen betreffende de zichtbaarheid.

**De kleur van het licht**

Omtrent de wenschelijkheid om bij luchtgevaar gekleurd licht te gebruiken, heerschen de meest uiteenloopende opinies. Door velen wordt het gebruik van blauw licht ten sterkste aanbevolen, anderen ontkennen ten stelligste, dat deze kleur eenig voordeel boven het witte licht zou bieden. Deze verdeeldheid van opinie wordt begrijpelijk, wanneer men bedenkt, dat men zelden in de gelgenheid is geweest hierover een zuivere proef te doen, die hierin zou moeten bestaan, dat men vanuit het vliegtuig een blauwe en een „witte" verlichting vergeleek, die voor de weggebruikers dezelfde mate van zichtbaarheid gaven. Wel constateerde men, dat blauw kleuren van lampen veelal een verbetering gaf, maar men heeft zich er niet voldoende rekenschap van kunnen geven, of deze verbetering al dan niet uitsluitend aan het afnemen van de intensiteit was te danken.

Het vraagstuk van de kleur wordt het zuiverste in de volgende vorm gesteld: „voor welke kleur is de verhouding van de waarnemingsmogelijkheden voor weggebruikers en vlieger zoo gunstig mogelijk ?" Uit deze vraagstelling ziet men direct, dat tal van factoren, die het zien onder normale omstandigheden in sterke mate bepalen, hier wegvallen, daar ze het zien vanuit de lucht en vanaf de grond op dezelfde wijze beïnvloeden. We moeten de aandacht dus vestigen op de factoren, die voor het zien van de vlieger een andere rol spelen dan voor het zien van de weggebruiker. Onder deze factoren zijn o.a. de volgende van belang:

a) De vlieger bevindt zich op grootere afstand, ziet alle objecten onder kleinere gezichtshoeken en maakt dus meer gebruik van het centrale gedeelte van het oog, minder van de periphere gedeelten, terwijl de weggebruiker bij zijn oriëntatiepogingen rijkelijk gebruik maakt van het periphere zien. Daarom zullen wellicht kleuren, waar het periphere zien naar verhouding sterk op reageert (blauwgroen en blauw), zekere voordeelen bieden.

b) De vlieger moet uit een geheel van zeer lage helderheden met hier en daar wazige vlekjes van iets hoogere intensiteit trachten tot herkenning van zekere lichtpuntjes te komen. Dit zal hem het gemakkelijkst vallen, wanneer hem een kleur wordt geboden, die zeer sterk van die van het sterrenlicht afwijkt. Men zal dus zeker geen rood of sterk geel gekleurd licht kiezen; het kan daarentegen wel eenig voordeel hebben om een wat blauwere kleur te kiezen dan het gloeilampenlicht, zonder hierbij echter tot een verzadigd blauw over te gaan. Hier komt nog bij, dat het roode licht bij afnemen van de intensiteit vrijwel tot het einde toe zijn opvallende kleur behoudt, terwijl de minder verzadigde en meer naar het blauw gelegen kleuren bij lagere intensiteiten hun opvallende kleur meer en meer verliezen.

Samenvattend kan men zeggen, dat zeker geen sterk rood of geel gekleurde lichtbronnen genomen mogen worden, terwijl het gebruik van een iets blauwere lichtbron dan de gloeilamp wellicht eenige voordeelen biedt. De invloed van dergelijke kleurvariaties valt echter volkomen in het niet vergeleken bij de boven besproken invloeden van de intensiteit, goede lichtverdeeling en juiste afscherming.

In het bovenstaande is in korte trekken een theorie van de „verduisteringsverlichtingskunde" gegeven. Moge deze theorie nooit in de practijk toepassing behoeven te vinden!

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



# DRAAGGOLFTELEFONIE OP GEPUPINISEERDE KABELS

door F. de FREMERY en G. J. LEVENBACH. 621.395.44: 621.315.054.3

Voor de toepassing van de draaggolftelefonie moet de te gebruiken kabel een voldoend hooge grensfrequentie hebben. Dit beteekent, dat men niet willekeurig sterk mag pupiniseeren en dus eventueel met een hooge demping genoegen moet nemen. Voor langeafstands-verbindingen is de pupiniseering echter reeds beperkt met het oog op de toelaatbare fasevervorming en looptijd, zoodat hier vanzelf de mogelijkheid voor het aanbrengen van een of meer draaggolfkanalen geboden wordt. Bij zeer lichte pupiniseering is de dempingsverlaging ten opzichte van de ongepupiniseerde kabel niet meer zoo heel groot; toch is zij bij systemen met weinig kanalen practisch nog van belang. Voor systemen met vele kanalen levert een pupiniseering geen noemenswaardig voordeel meer op. — Tenslotte worden de bij verschillende draaggolfsystemen naar voren tredende gezichtspunten besproken.

Om van een telefoniekabel, die tusschen twee ver van elkaar verwijderde plaatsen wordt aangelegd, een zoo economisch mogelijk gebruik te maken, wordt in vele gevallen de zg. draaggolftelefonie toegepast. Deze berust op het volgende principe. De spraaktrillingen, die voor een goed verstaanbaar telefoongesprek moeten worden overgebracht, beslaan een frequentieband van 300 tot ongeveer 2700 Hz. Bij de gewone telefonie zijn dus in de kabel alleen deze laagfrequente trillingen aanwezig. Men kan nu echter de spraaktrillingen ook gebruiken om een draaggolf te moduleeren, die bijv. een frequentie van 6000 Hz heeft. De verkregen trilling bevat, behalve de draaggolffrequentie, twee zijbanden met frequenties van 5700 tot 3300 Hz en van 6300 tot 8700 Hz. Aangezien men voor de overdracht van de spraak met één zijband kan volstaan, en bovendien ook de draaggolf zelf na de modulatie weer onderdrukken kan, heeft men de spraak tenslotte getransponeerd in een trilling met frequenties tusschen 3300 en 5700 Hz. De dusdanig getransponeerde spraak kan naast de gewone spraaktrillingen op de kabel worden overgebracht. Hetzelfde procédé kan men natuurlijk uitvoeren met draaggolven van hoogere frequenties. Men noemt deze met verschillende frequentiebanden langs eenzelfde draad tot stand gebrachte verbindingen „kanalen". Naar gelang van het aantal kanalen, dat men naast elkaar gebruikt, komt men tot verschillende systemen van draaggolftelefonie: in het 1+1-systeem bijv. heeft men naast het gewone laagfrequentkanaal nog één draaggolfkanaal; in het 1+4-systeem heeft men naast het laagfrequente nog 4 draaggolfkanalen; in het 12-kanaal-systeem wordt het laagfrequentkanaal weggelaten en heeft men dus alleen 12 draaggolfkanalen. Er zijn zelfs systemen ontwikkeld met eenige honderden kanalen boven elkaar, waarbij dus over één kring eenige honderden gesprekken tegelijkertijd kunnen loopen. In *tabel I* is als voorbeeld de frequentie-indeeling van twee gebruikelijke systemen aangegeven.

**Tabel I**

Frequentiebanden bij twee draaggolfsystemen (frequenties in Hz). Het aangegeven 1+4-systeem is in Engeland in gebruik.

| | 1+1-kanaal-systeem | 1+4-kanaal-systeem |
|---|---|---|
| Laagfrequentkanaal | 300 - 2 800 | 300 - 2 600 |
| 1e draaggolfkanaal | 3 200 - 5 700 | 3 400 - 5 700 |
| 2e „ | — | 6 600 - 8 900 |
| 3e „ | — | 9 900 - 12 200 |
| 4e „ | — | 13 400 - 15 700 |

Vóór de invoering der draaggolftelefonie stond reeds een belangrijk hulpmiddel voor het zoo economisch mogelijk inrichten van een telefonieverbinding ter beschikking: het pupiniseeren van de kabel. Uit het volgende zal blijken, dat het toepassen van draaggolftelefonie en pupiniseering elkaar wederkeerig tot op zekere hoogte uitsluiten, zoodat een compromis moet worden gevonden. Om de verschillende gezichtspunten, die daarbij een rol spelen, duidelijk naar voren te kunnen brengen, willen wij eerst eenige algemeene feiten in herinnering roepen betreffende de voortplanting van electrische trillingen langs een geleider [1]).

## Voortplanting van trillingen op een kabel

Wordt aan het begin van een kabel een sinusvormige spanning van de cirkelfrequentie $\omega$ toegevoerd, dan plant zij zich in de vorm van een loopende gedempte golf langs de kabel voort. De amplitude van de spanning is op een afstand $l$ met een factor $e^{-\alpha l}$ verminderd. De demping $\alpha$ is

[1]) Vgl. ook W. Six, Het gebruik van Pupinspoelen in de telefoontechniek, Philips techn. T. **1**, 357, 1936; J. L. Snoek, Magnetische kernen voor Pupinspoelen, Philips techn. T. **2**, 77, 1937; W. Six en H. Mulders, Het gebruik van versterkers in de telefoontechniek, Philips techn. T. **2**, 209, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



daarbij gegeven door

$$\alpha = \sqrt{\frac{R\omega C}{2}} \sqrt{\sqrt{1+\frac{\omega^2 L^2}{R^2}} - \frac{\omega L}{R}} \quad . \quad (1)$$

Hierin is $R$ de weerstand, $C$ de capaciteit, $L$ de zelfinductie per lengte-eenheid van de kabel. Verondersteld is, dat de afleiding van de kabel klein is ten opzichte van $\omega C$ en ook ten opzichte van $\omega C \cdot (\omega L/R)$, aan welke voorwaarden bij een goede kabel voor de over te brengen frequenties van de spraak steeds is voldaan.

Een samengestelde trilling, zooals de spraak, zal bij de voortplanting langs de kabel hoe langer hoe meer verzwakt en tevens vervormd worden, daar volgens (1) de demping van de frequentie afhangt. Door een en ander wordt de te overbruggen afstand beperkt, aangezien de vervorming met het oog op de verstaanbaarheid een zekere grens niet mag overschrijden, en de spraaktrillingen slechts zoo weinig verzwakt mogen zijn, dat zij aan het einde van de kabel resp., bij verbindingen op langere afstand, aan het volgende versterkerstation nog voldoende boven het niveau der steeds aanwezige storingen uitsteken.

Voor de gewone kabel is in het algemeen $R \gg \omega L$, zoodat $\alpha$ eenvoudig wordt:

$$\alpha = \sqrt{\frac{R\omega C}{2}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Men kan de demping verminderen door de weerstand en de capaciteit kleiner te maken. De kabel wordt daarom zoo geconstrueerd, dat zijn capaciteit zoo klein mogelijk is. Om de weerstand te verkleinen is een grootere koperdoorsnede noodig. Hierbij komt men al spoedig aan een grens, die door economische overwegingen wordt voorgeschreven.

Er is echter nog een andere mogelijkheid om de demping te verminderen, nl. door de zelfinductie te vergrooten. De formule (1) gaat voor het geval $\omega L \gg R$ over in

$$\alpha = \sqrt{\frac{R\omega C}{2}} \cdot \sqrt{\frac{R}{2\omega L}} = \frac{R}{2}\sqrt{\frac{C}{L}} \quad . \quad . \quad (3)$$

De demping is hier een factor $\sqrt{R/2\omega L}$ kleiner dan in het geval van formule (2) en tevens is zij nu onafhankelijk van de frequentie, zoodat de spraak geen lineaire vervorming meer ondervindt, als wij afzien van de laagste frequenties, waarbij eventueel aan de voorwaarde $\omega L \gg R$ nog niet is voldaan.

Practisch wordt de vergrooting van $L$ in de meeste gevallen bereikt door het pupiniseeren: op regelmatige afstanden worden zelfinductiespoelen in de geleiding geschakeld.

Daar met toenemende $L$ de demping steeds kleiner wordt, zie verg. (3), schijnt het aantrekkelijk een zware pupiniseering toe te passen, dwz. groote spoelen op korte afstanden aan te brengen. Afgezien daarvan, dat hier tenslotte weer economische overwegingen een beperking zouden opleggen, wordt echter bij een zware pupiniseering ook een nadeelige invloed merkbaar voor het overbrengen van hoogere frequenties; deze invloed willen wij nu nader bezien.

**Pupinisatie en grensfrequentie**

Uit verg. (3) concludeerden wij, dat $\alpha$ onafhankelijk wordt van de frequentie, indien $\omega L \gg R$. Dit is echter slechts waar, indien de zelfinductie $L$, evenals de weerstand $R$ en de capaciteit $C$, gelijkmatig over de kabel is verdeeld. Voor een gepupiniseerde kabel, waarbij de zelfinductie in hoofdzaak op bepaalde punten is geconcentreerd, geldt (3) alleen in een bepaald frequentiegebied, nl. zoolang de golflengte groot is ten opzichte van de sectielengte $s$, d.i. de afstand tusschen twee opeenvolgende Pupinspoelen. Boven dit frequentiegebied begint de demping $\alpha$ bij een bepaalde frequentie, de grensfrequentie $\omega_0$, scherp op te loopen, zoodat hoogere frequenties dan deze practisch niet meer worden doorgelaten. De gepupiniseerde kabel gedraagt zich dus als een laagdoorlatend filter en de grensfrequentie is bij benadering gegeven door

$$\omega_0 = \frac{2}{\sqrt{L_s \cdot s\, C}}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

waarin $L_s$ de zelfinductie per sectielengte beteekent. (Vgl. voor deze formule Philips techn. T. **2**, 210, 1937.) Daar de zelfinductie van de geleiding in het algemeen veel kleiner is (0,6 mH/km) dan die van de spoelen, is $L_s$ bij benadering de zelfinductie van het gebruikte type Pupinspoel. Hoe grooter $L_s$, dwz. hoe zwaarder de pupiniseering, des te lager wordt de grensfrequentie en des te kleiner het frequentiegebied waarin formule (3) geldt. In *fig. 1* is de demping voor verschillende gebruikelijke pupiniseeringen als functie van de frequentie uitgezet.

Weliswaar zou men ook bij het gebruik van groote zelfinducties $L_s$ een hooge grensfrequentie kunnen verkrijgen door de sectielengte $s$ te verkleinen, zie verg. (4). Hierbij wordt tevens de demping nog verminderd, daar de zelfinductie per eenheid van lengte $L = L_s/s$ grooter wordt. Houdt men deze laatste constant, door $L_s$ evenredig met $s$ te verkleinen, dan bereikt men bij constante demping een verhooging van de grensfrequentie ($\omega_0$ groeit dan omgekeerd evenredig met $s$). Dit is trouwens ook

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



zonder formules duidelijk, want evenredige verkleining van $L_s$ en $s$ beteekent een gelijkmatiger verdeeling van de totale zelfinductie van de kabel, dus een betere benadering van het grensgeval van de homogene kabel, waarbij de „grensfrequentie" oneindig is. Toch zal men deze methode in de practijk in het algemeen niet kunnen toepassen, daar het verkleinen van de sectielengte aanzienlijke meerdere kosten meebrengt, doordat men dan, behalve meer spoelen, ook extra spoelkasten en kabelputten noodig heeft. In de meeste landen wordt een sectielengte van 1,83 km toegepast (in Duitschland 1,7 km), die ook bij de krommen in fig. 1 is ondersteld.

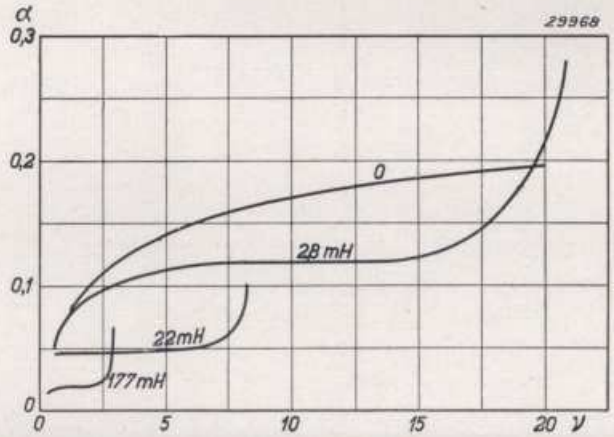



Fig. 1. Dempingskrommen van een kabel met verschillende pupiniseeringen. De demping $a$ in Neper [2]) per km is uitgezet tegen de frequentie $\nu$ in kHz. Kromme 0 geldt voor een ongepupiniseerde kabel, terwijl in de andere drie geteekende gevallen een pupiniseering met spoelen van resp. 2,8 mH, 22 mH en 177 mH is toegepast. De sectielengte is 1830 m, de aderdiameter 0,9 mm en de kabelcapaciteit bedraagt 0,0385 pF/km.

Uit fig. 1 blijkt onmiddellijk, dat zwaar gepupiniseerde kabels, met spoelen van 177 mH, niet in aanmerking kunnen komen voor draaggolftelefonie. Reeds bij het aanbrengen van één draaggolfkanaal boven het laagfrequentkanaal (1+1-kanaal-systeem) moeten frequenties tot 5700 Hz overgebracht worden. Hiervoor is een voldoend hooge grensfrequentie noodzakelijk. Men is dus — en dit geldt in nog sterkere mate voor draaggolfsystemen met nog meer kanalen — op een lichtere pupiniseering aangewezen. Bij lichte pupiniseering, bijv. met 22 mH- of 2,8 mH-spoelen, is echter, zooals fig. 1 toont, de demping in het „vlakke", nuttig te gebruiken gebied veel grooter dan bij zware pupiniseering. Dit beteekent dat men voor een gegeven afstand een grooter aantal versterkerstations, of een grootere koperdoorsnede noodig zou hebben. Door het toepassen van draaggolftelefonie wordt dus weliswaar beter profijt getrokken van de kabel, maar tevens wordt de verbinding duurder (vooral als wij nog de kosten van de draaggolfapparatuur in de eindstations in aanmerking nemen), zoodat het voor de hand ligt om te vragen of er nog wel een voordeel overblijft.

[2]) Een demping van 1 N (Neper) beteekent een afname van de spanning met een factor $1/e = 1/2{,}718$; een niveauverschil van 0,12 N beantwoordt dus aan een spanningsverhouding $1/e^{0,12} = 0{,}89$.

### Looptijd en fasevervorming

In het geval van verbindingen over lange afstand is er echter nog een andere reden, die er toe dwingt om tot lichtere pupiniseering over te gaan, nl. de vervorming. De reeds genoemde lineaire vervorming, die ontstaat, doordat de demping aan de randen van het doorlatingsgebied niet meer onafhankelijk is van de frequentie, kan tot op zekere hoogte gecorrigeerd worden door zg. egalisatie-netwerken, die tezamen met de lijnversterkers een geschikte karakteristiek hebben. Er zijn echter nog andere vervormingsoorzaken.

Trillingen met verschillende frequentie planten zich in het algemeen met verschillende snelheid langs de kabel voort. Bij lange afstanden kunnen hierdoor aanzienlijke looptijdsverschillen ontstaan tusschen de laagste en de hoogste frequenties van de spraak, waardoor deze een onaangenaam karakter krijgt en tenslotte onverstaanbaar wordt. Men noemt dit de fasevervorming. Voor het looptijdsverschil $\Delta t$ van twee frequenties $\omega_1$ en $\omega_2$, die niet te dicht bij de frequentie $\omega_0$ liggen, geldt bij benadering de formule

$$\Delta t = \frac{l\,(\omega_1^2 - \omega_2^2)}{s\,\omega_0^3} \quad \cdots\cdots \quad (5)$$

Men kan (5) als volgt afleiden. Iedere Pupinspoel veroorzaakt een zekere fasedraaiing $\varphi_s$ van de spanning; ook de kabelstukken tusschen de Pupinspoelen veroorzaken een fasedraaiing, die echter klein is, zoodat wij van deze bijdrage kunnen afzien. Het vervangingsschema van één sectie van de kabel is in *fig. 2* geteekend, waarbij de Ohmsche weerstand van de kabel verwaarloosd is. De sectie is beschouwd als een

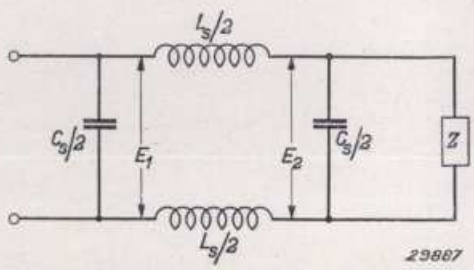



Fig. 2. Vervangingsschema van de gepupiniseerde kabel. Een sectielengte is beschouwd als een cel van een laagdoorlatend filter. $C_s$ is de kabelcapaciteit per sectie, $L_s$ de zelfinductie die geconcentreerd is in de Pupinspoel, $Z$ de kabelimpedantie. Tusschen de spanningen $E_1$ en $E_2$ treedt een fasedraaiïng $\varphi_s$ op.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



cel van een laagdoorlatend filter, die aan de eene kant met de golfweerstand $Z = \sqrt{L_s/C_s}/\sqrt{1 - (\omega/\omega_0)^2}$ van de kabel is afgesloten; $C_s$ is de capaciteit per sectie. Voor een spanning $E_1$ aan de linkerklemmen van de spoel is de impedantie

$$j\omega L_s + \frac{Z \cdot \frac{1}{j\omega C_s/2}}{Z + \frac{1}{j\omega C_s/2}};$$

voor de spanning aan de rechterklemmen van de spoel is de impedantie

$$\frac{Z \cdot \frac{1}{j\omega C_s/2}}{Z + \frac{1}{j\omega C_s/2}}.$$

De verhouding der spanningen wordt:

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{Z}{(1 + Z j\omega C_s/2)\left(j\omega L + \frac{Z}{1 + Z j\omega C_s/2}\right)} = \frac{Z}{Z(1 - 2\omega^2/\omega_0^2) + j\omega L}.$$

Nadere uitwerking hiervan levert voor de fasehoek $\varphi_s$ tusschen $E_1$ en $E_2$ de betrekking:

$$\sin \varphi_s = 2 \frac{\omega}{\omega_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2} \quad \cdots\cdots \quad (6)$$

Aan de fasedraaiing $\varphi_s$ beantwoordt een looptijd $\varphi_s/\omega$ van de golf. Voor de vervorming komt het echter niet op de looptijd van de golven aan, maar op de „groepenlooptijd" van een eindige golftrein. De groepenlooptijd per sectie van de kabel is

$$t_s = \frac{d\varphi_s}{d\omega}.$$

Met verg. (6) krijgt men

$$t_s = \frac{2}{\omega_0} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}}$$

en voor de looptijd over een kabellengte $l$:

$$t = \frac{l}{s} \frac{2}{\omega_0} \frac{2}{\sqrt{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}} \approx \frac{l}{s}\left(\frac{2}{\omega_0} + \frac{\omega^2}{\omega_0^3}\right) \quad \cdot \cdot \quad (7)$$

Voor het looptijdsverschil van twee frequenties volgt hieruit verg. (5).

Op grond van verstaanbaarheidsproeven is door de C.C.I.F. (Comité consultatif international des communications téléphoniques à grande distance) voorgeschreven, dat de „fasevervorming" (het groepenlooptijdsverschil) op de internationale lijnen niet meer dan 15 milliseconden mag bedragen, indien voor $\nu_1 = \omega_1/2\pi$ en $\nu_2 = \omega_2/2\pi$ de frequenties 300 en 2400 Hz worden genomen [3]). Voor de maximale

[3]) Het nauwkeurige voorschrift luidt, dat de fasevervorming 10 msec mag bedragen voor de frequenties 300 en 800 Hz, en nog eens 5 msec voor 800 Hz en de hoogste gebruikte frequentie. Voor deze laatste is hier een kleinere waarde genomen dan in werkelijkheid wordt toegepast, omdat de frequentie, wil men verg. (4) ook voor de 177 mH-pupiniseering toepassen, voldoende onder de grensfrequentie moet liggen.

**Tabel 2**

Beperking van de te overbruggen afstand door fasevervorming en looptijd. Sectielengte 1,83 km.

| pupiniseering met spoelen van (mH) | grens-frequentie (kHz) | $l_m$ (km) | $l_m'$ (km) |
|---|---|---|---|
| 177 | ~ 2,85 | 700 | 2 500 |
| 22 | ~ 8,0 | 15 500 | 6 900 |
| 2,8 | ~21 | >100 000 | 17 000 |

te overbruggen afstand $l_m$ in km vindt men, indien de grensfrequentie $\nu_0 = \omega_0/2\pi$ in kHz wordt gerekend:

$$l_m = 30{,}4 \cdot \nu_0^3 \quad \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (8)$$

In *tabel II* is de hiermede berekende maximale afstand voor verschillende pupiniseeringen aangegeven, terwijl in *fig. 3* de betrekking (8) grafisch is voorgesteld. Weliswaar kan men de door de looptijdsverschillen gegeven grens verhoogen met behulp van corrigeerende netwerken, toch blijft het noodzakelijk voor groote afstanden een lichte pupiniseering te kiezen. Bij pupiniseering met spoelen van 22 mH stoort de fasevervorming zelfs op de grootste voorkomende afstanden niet meer. De hoogere grensfrequentie, die hiermede vanzelf gegeven is, maakt het mogelijk een 1+1-draaggolfsysteem toe te passen. Inderdaad is dit de weg van de historische ontwikkeling der draaggolftelefonie geweest: de groote internationale verbindingen kregen een hoogere grensfrequentie, en hiervan ging men gebruik maken door het aanbrengen van draaggolfkanalen.

Bij extreem groote afstanden (> 5000 km) treedt een nog scherpere beperking van de toelaatbare pupiniseering op. De uit de eindige voort-

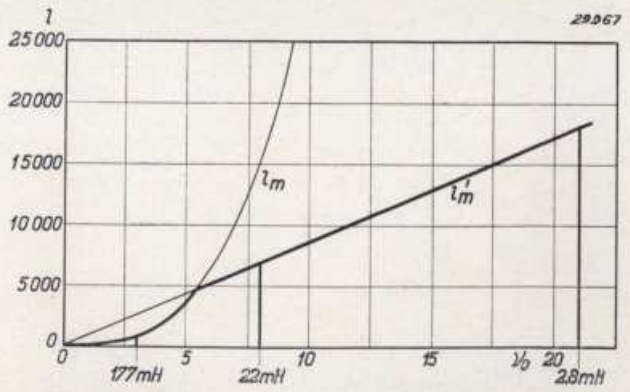



Fig. 3. Beperking van de te overbruggen afstand door fasevervorming en looptijd. De maximale afstand in km: $l_m = 30{,}4 \cdot \nu_0^3$, resp. $l_m' = 860 \cdot \nu_0$ is uitgezet als functie van de grensfrequentie $\nu_0$ in kHz. Beneden ongeveer 5000 km is de fasevervorming, daarboven de looptijd doorslaggevend. Speciaal aangegeven zijn de drie gevallen van pupiniseering met spoelen van 177 mH, 22 mH en 2,8 mH.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



plantingssnelheid der spraaktrillingen langs de kabel voortvloeiende vertraging in de aankomst van de spraak bij de gesprekspartner kan, ook bij geheel vervormingsvrije overbrenging, tot storingen in het gesprek aanleiding geven. Wanneer de sprekende bijv. even een pauze maakt en de partner tijdens die pauze iets vraagt, komt zijn vraag pas aan, terwijl de eerste alweer aan het praten is. Statistisch is aangetoond, dat reeds bij een looptijd van 0,4 sec in de helft van alle gevoerde gesprekken storingen in het loopen van het gesprek optreden. Derhalve is door de C.C.I.F. als maximaal toelaatbare looptijd $t'_m$ voor internationale verbindingen een tijd van 150 msec vastgesteld. Wederom gaat het hierbij niet om de fase- maar om de groepenlooptijd. Voor gepupiniseerde geleidingen geldt bij benadering voor de looptijd (zie verg. (7) ):

$$t = \frac{l}{s} \cdot \frac{2}{\omega_0} \quad \cdots\cdots\cdots \quad (9)$$

De afstand, die bij inachtnemen van de maximale toegelaten looptijd overbrugd kan worden, is

$$l'_m = \frac{s}{2} t'_m \cdot \omega_0.$$

Met de genoemde waarde van $t'_m$ en een grensfrequentie $\nu_0$ in kHz krijgen we voor $l'_m$ in km:

$$l'_m = 860 \cdot \nu_0 \quad \cdots\cdots \quad (10)$$

In fig. 3 is deze functie mede geteekend. De $l'_m$ voor eenige pupiniseeringen zijn in tabel II aangegeven. Men ziet, dat bij afstanden boven de 5000 km een pupiniseering, die nog geen ontoelaatbare fasevervorming medebrengt, reeds een te groote looptijd veroorzaakt.

Verder moet er nog rekening mede gehouden worden, dat bij onvoldoende aanpassing of niet volkomen nauwkeurige afstemming der balansen in de eindstations [4]) de spraaktrillingen aan het einde van de kabel gereflecteerd kunnen worden en dan, met een zekere vertraging, als echo bij den spreker terugkeeren. Dit verschijnsel is, bij gegeven sterkte, des te hinderlijker, naarmate de vertraging ervan grooter is. Hierdoor wordt wederom een beperking aan de looptijd opgelegd [5]), tenzij men het verschijnsel opheft met behulp van zg. echo-onderdrukkers.

Om deze redenen zal dus de pupiniseering voor het overbruggen van de allergrootste afstanden nog lichter moeten worden gekozen dan reeds door de fasevervorming werd voorgeschreven. Bij de dan in aanmerking komende pupiniseering met 2,8 mH-spoelen ligt de grensfrequentie zóó hoog, dat men zelfs 3 of 4 kanalen boven het laagfrequentkanaal kan aanbrengen.

**Invloed van de pupiniseering op de versterkerafstand**

Vergelijken wij in fig. 1 de laatstgenoemde 2,8 mH-pupiniseering met de zware pupiniseering met 177 mH-spoelen, dan blijkt het met pupiniseeren te behalen voordeel, nl. het verlagen van de demping, voor een belangrijk gedeelte verdwenen te zijn. Het verschil ten opzichte van de ongepupiniseerde kabel lijkt niet meer zoo heel groot, en de vraag ligt voor de hand, of het licht pupiniseeren op de lange afstanden dan nog wel zin heeft. Aangezien het overgaan tot geheel ongepupiniseerde kabels nog veel ruimere mogelijkheden voor de draaggolftelefonie opent, willen wij de overwegingen, die vóór het toepassen van een, zij het ook lichte, pupiniseering pleiten, in het kort weergeven.

De noodige versterkerafstand op een lijn hangt af van de demping, die tusschen twee versterkers mag worden toegelaten, en deze weer van het toelaatbare zend- en ontvangniveau. Het te eischen minimale ontvangniveau wordt door de storingen bepaald. Een principieele beperking vormt hier het ruischen, dat veroorzaakt wordt door de warmtebeweging van de electriciteit en het hageleffect in de versterkerbuizen. Van veel grooter belang zijn echter de storingen door inductie van uitwendige velden (bijv. naburige sterkstroomleidingen) en door het zg. overspreken. Dit laatste bestaat daarin, dat de modulatie van één gesprek, al of niet als zoodanig verstaanbaar, ook hoorbaar wordt in andere aders resp. kanalen in dezelfde kabel.

Voor het overspreken zijn verschillende oorzaken aan te wijzen:

1) de niet-lineairiteit der Pupinspoelen;
2) de onderlinge capacitieve beïnvloeding der verschillende aderparen;
3) de onderlinge inductieve beïnvloeding.

Dat de niet-lineairiteit van de Pupinspoelen niet alleen aanleiding geeft tot een vervorming in de spraak, maar in het geval der draaggolftelefonie ook tot overspreken tusschen verschillende kanalen, is duidelijk. De gevormde harmonischen van spraaktrillingen in het laagfrequentkanaal komen in de draaggolfkanalen terecht, terwijl de combinatietonen van verschillende frequenties in een draaggolfkanaal storend in het laagfrequentkanaal kunnen verschijnen. De storing neemt toe, wanneer

[4]) Zie hierover het in noot [1]) aangehaalde artikel van Six en Mulders.

[5]) De grenzen, die door de echo aan de looptijd worden gesteld, zijn aangegeven in het C.C.I. Witboek, deel I bis, blz. 148.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



**Tabel 3**

Demping en versterkerafstand bij verschillende kabels voor draaggolftelefonie.

| draag-golf-systeem | kabeltype | toelaatbare versterking in N | ongepupinis. 1,3 mm-aders | | gepupiniseerde 1,3 mm-aders | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | demp./km bij hoogste frequentie in N | mogelijke verst. afstand in km | pupini-seering *) | grens-freq. in Hz | demp./km bij hoogste frequentie in N | mogelijke verst. afstand in km |
| 1+1 | één kabel met gesch. dubbelparen | ~4,5 | 0,09 | 50 | H 22 | 8 000 | 0,026 | 170 |
| 1+4 | één kabel met gesch. dubbelparen | ~4,0 | 0,11 | 36,5 | H 2,8<br>B 4,6 | 21 000<br>23 500 | 0,065<br>0,045 | 60<br>90 |
| 1+4 | twee kabels | ~5,0 | 0,11 | 45,5 | H 2,8 | 21 000 | 0,065 | 80 |

*) De letter H duidt aan, dat de sectielengte $s = 1{,}83$ km, de letter B, dat $s = 0{,}915$ km.

de amplitude van de spreekstroomen op de Pupinspoelen in de lijn vergroot wordt. Teneinde dit soort overspreken binnen toelaatbare grenzen te houden, moet dus het zendniveau niet te hoog gekozen worden [6]).

De onderlinge capacitieve en inductieve beïnvloeding der aderparen wordt zooveel mogelijk beperkt door speciale constructie van de kabel.

Hiervoor bestaan twee hoofdtypen. Bij het eerste type bestaan de dubbelparen uit twee „getwiste" aderparen, welke tezamen geslagen worden (D.M. kabel), bij het tweede type uit vier aders, die zoodanig tezamen geslagen worden, dat de draden in een doorsnede op de vier punten van een ster liggen (Sterkabel). Hierdoor wordt de onderlinge beïnvloeding van twee paren, en die tusschen de paren en de fantoomkring (zie beneden) sterk verminderd. Om ook de beïnvloeding van de dubbelparen onderling te beperken kiest men verschillende slaglengten voor de naast elkaar liggende dubbelparen in één laag, en tegengestelde slagrichtingen voor opeenvolgende lagen in de kabel.

In het resteerende effect is bij vierdraadsverbindingen het belangrijkst de onderlinge beïnvloeding van twee aderparen van tegenovergestelde spreekrichting. Deze beïnvloeding zal des te grooter zijn naarmate het niveauverschil der spraak tusschen de genoemde beide aderparen grootere waarden aanneemt. Het maximaal optredende niveauverschil is gelijk aan de in elk versterkerstation toegepaste versterking; immers in de nabijheid van een station is de uitgaande spraak versterkt tot het normale zendniveau, terwijl de aankomende spraak de verzwakking door het doorloopen kabelstuk heeft ondergaan. Hierdoor en door de overige genoemde storingen wordt de toelaatbare versterking beperkt. De algemeene storingen door inductie van buiten nemen bij hoogere frequenties sterk af tengevolge van de steeds effectiever wordende afscherming door de kabelmantel. Om van deze, voor draaggolfsystemen met vele kanalen zeer gunstige eigenschap profijt te kunnen trekken, tracht men ook het overspreken, dat bij hoogere frequenties toeneemt, zooveel mogelijk te verminderen door de aders van tegenovergestelde spreekrichting in geheel gescheiden kabels te leggen. Maar ook in het geval van één kabel voor beide spreekrichtingen kan het overspreken, zelfs bij hooge frequenties, zoo laag gehouden worden, dat een behoorlijke versterking mogelijk wordt. Hiervoor worden de twee takken van een vierdraadskring niet op aders van eenzelfde dubbelpaar gelegd, doch op aders van dubbelparen, die in verschillende deelen van de kabel liggen. De tusschengelegen aders fungeeren dan eenigszins als afscherming. Er worden dus gescheiden groepen gevormd voor de twee spreekrichtingen [7]).

De maximaal toelaatbare versterking voor eenige gevallen is in *tabel III* gegeven. Tevens bevat deze tabel de demping per km van een ongepupiniseerde kabel met aders van 1,3 mm, voor de hoogste te gebruiken frequentie (dus 5 700 Hz bij het 1+1-systeem en 15 700 Hz bij het 1+4-systeem van tabel I). Hieruit volgt dan de noodige versterkerafstand, die in de volgende kolom is aangegeven.

De normale afstand tusschen versterkerstations voor laagfrequenttelefonie bedraagt, bij vierdraadsversterkers en aders van 0,9 mm ongeveer 80 km. Uit de tabel blijkt, dat men zelfs bij aders van 1,3 mm de versterkerstations van een ongepupiniseerde telefonielijn niet op deze afstand kan brengen. Ook bij aders van 1,5 mm, die de kabel al vrij duur zouden maken, komt men er nog niet. Wil men met een normale afstand der versterkers van ongeveer 80 km werken — en dat is om economische en practische redenen gewenscht —, dan moet men

[6]) Op deze kwesties hopen wij binnenkort in dit tijdschrift terug te komen, waarbij speciaal ook metingen, die hier met een kunstkabel zijn verricht, zullen worden besproken.

[7]) Zoo noodig kan het overspreken ook nog door speciale compenseerende netwerken verminderd worden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



de demping van de kabel nog door een geschikte pupiniseering verminderen. In tabel III zijn ook de cijfers hiervoor aangegeven. Men ziet, dat door de pupiniseering een versterkerafstand van 80 km mogelijk wordt. Alleen bij het 1+4-kanaal-systeem op één kabel is de demping nog te hoog, indien men de Pupinspoelen met 1,83 km afstand plaatst. Hier zou men dus toch nog dikkere aders moeten gebruiken of tot een kleinere sectielengte, bijv. 0,915 km, moeten overgaan.

Resumeerende kunnen wij zeggen, dat het pupiniseeren met kleine spoelen, zooals die van 2,8 mH, op lange afstanden nog economisch gewenscht kan zijn.

**Verschillende draaggolfsystemen**

Terwijl voor lange afstanden gebleken is, dat toch alleen een lichte pupiniseering in aanmerking komt en daarmee de draaggolftelefonie toegepast kan worden, zonder dat men er iets voor opoffert, is voor korte afstanden de beslissing niet zoo eenvoudig. Een vergelijking van eenige systemen moge dit toelichten. De met 2,8 mH-spoelen gepupiniseerde kabel geeft, bij 0,9 mm aderdiameter, in het „vlakke" gebied (zie fig. 1) een demping van 0,12 N/km, die met 177 mH-spoelen een demping van 0,02 N/km. Dit beteekent, dat bij de genoemde lichte pupiniseering de afstand der versterkers langs de lijn 6 maal zoo klein of de koperdoorsnede 6 maal zoo groot zou moeten zijn als bij de zware pupiniseering.

Echter wint men, wat men bij wijze van spreken in de hoogte van de dempingskromme verloren heeft, tot op zekere hoogte weer terug in de breedte van het vlakke gebied, door de mogelijkheid van meerdere kanalen. Bij 2,8 mH-pupiniseering kan men op ieder dubbelpaar 1+4 kanalen gebruiken. Nu heeft men echter bij elk dubbelpaar nog een extra verbinding ter beschikking, nl. de fantoomkring, waar de twee aders van één spreekrichting gezamenlijk nog eens als geleiding worden gebruikt, zie *fig. 4*. Op deze fantoomkringen kan men practisch, wegens het met hoogere frequentie toenemende overspreken tusschen de fantoom- en de stamkring, niet meer dan één draaggolfkanaal aanbrengen, zoodat alleen het 1+1-systeem van deze extra verbinding kan profiteeren. Twee dubbelparen kunnen dus bij 177 mH-pupiniseering [8]) drie vierdraadsverbindingen leveren (twee stamkringen en een fantoomkring); bij 22 mH zes, daar in iedere verbinding nog een draaggolfkanaal er bij kan komen; en bij 2,8 mH tien (door toepassing van het 1+4-systeem, waarbij het gebruik van fantoomkringen niet meer goed mogelijk is).

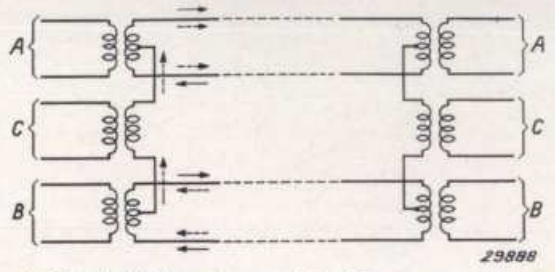



Fig. 4. Eén dubbelpaar levert drie kringen op: twee stamkringen *A* en de fantoomkring *B*.

Tegenover dit voordeel van de draaggolftelefonie staat weer de meerdere noodige apparatuur in de eindstations, die vooral voor korte kabels een belangrijk aandeel in de totale kosten kan opeischen. Er is geen algemeene conclusie mogelijk, die een bepaald systeem als het meest economische zou aanwijzen, doch men zal voor ieder geval afzonderlijk de verschillende factoren tegen elkaar moeten afwegen, waarbij veelal de doorslag zal worden gegeven door het rekening houden met reeds aanwezige lijnen op het desbetreffende traject en met de vooruitzichten voor een eventueele latere uitbreiding.

Bij draaggolfsystemen met vele kanalen spelen weer andere gezichtspunten een rol. In Engeland wordt bijv. een 12-kanaal-systeem toegepast, waarvoor frequenties tot ongeveer 60 kHz noodig zijn. De vereischte zeer hooge grensfrequentie sluit de bovenvermelde normale pupiniseeringen ten eenenmale uit, vooral ook omdat bij de normale sectielengte de noodige zelfinductie per sectie reeds kleiner zou worden dan de eigen zelfinductie van de kabel. Slechts door de sectielengte tot op 1/3 of minder terug te brengen zou dan met pupiniseeren een winst in koperdoorsnede of versterkerafstand te verkrijgen zijn. Eenvoudiger is het echter om hier ongepupiniseerde kabels te gebruiken. Tevens hebben deze het voordeel, dat bij een noodzakelijk wordende uitbreiding van het aantal gesprekken er geen scherpe grensfrequentie aanwezig is, die de verdere vergrooting van het aantal kanalen belet.

Een ander voorbeeld is het door Philips ontwikkelde 9/17-kanaal-systeem. Hierbij worden frequenties tot 72 kHz gebruikt. Brengt men in dit frequentiegebied 9 kanalen onder met een draaggolfspatieering van 8 kHz, dan heeft men het voordeel, dat men voor het scheiden der kanalen met

[8]) De fantoomkring wordt natuurlijk weer gepupiniseerd, en wel zoodanig, dat hij dezelfde demping verkrijgt als de stamkring. Daar de Ohmsche weerstand van de fantoomkring ongeveer de helft en de capaciteit minder dan het dubbele van de waarde bij de stamkring bedraagt, kan met kleinere zelfinductie van de Pupinspoelen worden volstaan, bijv. 63 mH, bij 177 mH in de stam. Men komt zoo tot de pupiniseering 177/63 mH, en overeenkomstig tot 22/9 mH in het volgende geval.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



aanzienlijk eenvoudiger filters kan volstaan. In dezelfde frequentieband kunnen echter ook 17 kanalen met een draaggolfspatieering van 4 kHz plaats vinden.

Bij gebruik van ongepupiniseerde kabels moet, zooals uit fig. 1 blijkt, meer zorg worden besteed aan de opheffing der lineaire vervorming, met behulp van egalisatie-netwerken. Bij hooge frequenties gaat de dempingskromme hoe langer hoe vlakker loopen, hetgeen begrijpelijk is, omdat bij hoogere frequenties de voorwaarde $\omega L \gg R$ voor formule (3) automatisch steeds beter vervuld wordt [9]). Hier is dus de egalisatie gemakkelijker. Het moeilijkst is zij in het gebied van de spraakfrequenties, vooral in het geval van lange kabels, omdat dan in de egalisatie-netwerken een automatische compensatie voor de afhankelijkheid der kabelconstanten van de temperatuur noodig wordt. Het kan in dit opzicht een belangrijke vereenvoudiging en besparing beteekenen om het laagfrequente kanaal weg te laten of alleen op korte afstanden te gebruiken, hetgeen dan ook bij draaggolfsystemen met vele kanalen steeds gedaan wordt en zelfs reeds bij een systeem met slechts 4 draaggolfkanalen in overweging kan worden genomen.

[9]) Weliswaar neemt ook de weerstand $R$ toe tengevolge van de stroomverdringing, doch $\omega L/R$ wordt steeds grooter.

# DE BETEEKENIS VAN KWIKLAMPEN MET FLUORESCEERENDE BALLON VOOR DE FOTOGRAFIE

door J. A. M. van LIEMPT. 621.327.3:666.265:771.44

In een vroeger artikel [1]) hebben wij er op gewezen, dat de normale kwiklampen, hetzij de hooge of super hooge druk-kwiklamp (HO resp. HP lamp) voor het geval men een juiste kleurweergave wenscht, voor fotografische doeleinden ongeschikt zijn. Met name is het gebrek van deze lampen, dat zij in dit opzicht te veel blauwe en te weinig roode straling geven. Dit bezwaar vervalt echter, wanneer men de kwiklamp omgeeft door een fluoresceerende ballon (HPL lamp), waarbij de ultraviolette straling van de ontlading door de fluoresceerende stof op de binnenkant van de ballon wordt omgezet in zichtbare straling, waarin gedeeltelijk ook roode straling aanwezig is. Het te veel aan blauw en het gemis aan rood in de normale HP lamp wordt hierdoor opgeheven. Het is dus ook te verwachten, dat de fotografische kleurweergave beduidend beter zal zijn, vooral indien men zich beperkt tot panchromatische platen.

Wij laten hieronder eenige metingen volgen,

**A) Normaal panchromatisch materiaal**

| Lichtbron | Kleurweergave | | |
|---|---|---|---|
| | rood | geel | blauw |
| HP 300 | 50 | 70 | 160 |
| Na-licht | 120 | 120 | 40 |
| Na- + Hg-licht | 90 | 90 | 90 |
| HPL 300 | 70 | 70 | 100 |
| Daglicht | 70 | 40 | 160 |

**B) Extra roodgevoelig panchromatisch materiaal**

| Lichtbron | Kleurweergave | | |
|---|---|---|---|
| | rood | geel | blauw |
| HP 300 | 70 | 70 | 120 |
| Na-licht | 120 | 110 | 40 |
| Na- + Hg-licht | 90 | 90 | 90 |
| HPL 300 | **90** | **90** | **90** |
| Daglicht | 120 | 70 | 120 |

uitgevoerd met de Agfa kleurenkaart [1]) aan normaal- zoowel als aan extra roodgevoelig panchromatisch materiaal bij belichting met de

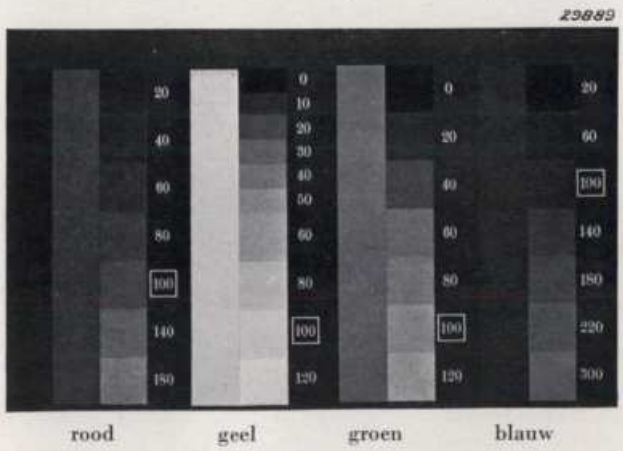



Fig. 1. Opname van een Agfa kleurenkaart op extra roodgevoelig panchromatisch materiaal bij belichting met een kwiklamp voorzien van een fluoresceerende ballon.

[1]) Philips techn. T. **2**, 24, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



HPL 300. Ter vergelijking geven we tevens de kleurweergave met daglicht, met licht van de normale HP lampen, met licht van de natriumlamp en met in de juiste verhouding gemengd natrium- en kwiklicht, zooals vroeger werd aangegeven [1]).

Hieruit ziet men, dat met een HPL lamp bij gebruik van extra roodgevoelig panchromatisch materiaal een zeer goede kleurweergave bereikt kan worden, zooals ook duidelijk blijkt uit de bijgevoegde *fig. 1.*

Tegenover de veel gebruikte kwik-natrium combinatie is het voordeel gelegen in het gebruik van slechts één lamp. Hierbij is men echter op een bepaalde plaatsoort aangewezen, terwijl men bij kwik-natriumlicht zoowel op ortho- als op panchromatische platen goede resultaten verkrijgt. De toekomst zal moeten leeren, aan welk procédé men de voorkeur geeft; in ieder geval verdient, gezien de bovenstaande resultaten, de nieuwe HPL lamp de belangstelling van iederen fotograaf.

---

## OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

**1327:** J. A. M. van Liempt: Der Reflexionskoeffizient einiger organischer Stoffe (Rec. Trav. chim. Pays Bas **57**, 694-696, Juni 1938).

Uit de Ramanfrequentie van een organisch molecuul en het verloop van zijn sublimatiedruk kan met behulp van de formule (vgl. **1051**) voor de sublimatiedruk, de reflectiecoëfficient van de betreffende organische stof voor moleculen van haar eigen damp worden berekend. Voor de reflectiecoëfficient van benzeen, p-dibroombenzeen en naftaleen krijgt men op deze wijze waarden tusschen 0,99 en 1.

**1328:** J. D. Fast: Außerordentlich große Löslichkeit von Stickstoff und Sauerstoff in einigen Metallen; studiert an Zirkon und Titan (Metallwirtschaft **17**, 641-644, Juni 1938).

Titanium en zirconium hebben een abnormaal groot oplossend vermogen voor stikstof en zuurstof. Een gevolg hiervan is, dat deze gassen een zeer nadeelige invloed hebben op de mechanische eigenschappen dezer metalen. Bij thorium worden nitriden en oxyden gevormd, die niet oplossen in het metaal en derhalve veel minder schadelijk zijn. Uit het röntgenografisch onderzoek volgt, dat in zirconium hoogstens 40 atoomprocenten zuurstof oplossen en 20 % stikstof. Het overgangspunt ($865 \pm 10°$ C) van hexagonaal ($\alpha$) naar kubisch ($\beta$) zirconium verandert door het oplossen van zuurstof of stikstof in een overgangsgebied, welks grootte afhangt van de opgeloste hoeveelheid gas en bij 10 atoomprocenten zuurstof meer dan 600° bedraagt. Daar het soortelijk gewicht van een staafje zirconium door het opnemen van 10 atoomprocenten zuurstof van 6,54 tot 6,60 is gestegen (vgl. ook het tabelletje in Philips techn. T. **3**, 358, 1938), kan men vaststellen, dat de zuurstofatomen zijn opgenomen in de open ruimten van het metaalrooster. In tegenstelling met waterstof kunnen opgenomen hoeveelheden zuurstof en stikstof niet meer door verhitten in hoogvacuum uit zirconium of titanium worden verdreven.

**1329:** W. G. Burgers: Elektronenoptische Beobachtungen der Zwillingsbildung in Nickeleisen (Metallwirtschaft **17**, 648-650, Juni 1938).

De door Carpenter en Tamura voorgestelde opvatting, dat rekristallisatie-tweelingen ontstaan door foutieve kristalgroei en zich niet beslist behoeven te ontwikkelen uitgaande van bijv. langs glijvlakken in aanleg gevormde tweelingskristallen, wordt bevestigd gevonden bij onderzoekingen met behulp van het electronen-microscoop verricht aan kristallen van nikkelijzer, die tweelingstructuur vertoonen. Hiermee is natuurlijk nog geenszins aangetoond, dat deze opvatting ook algemeen zou moeten gelden.

**1330:** J. Sack: Le transport du métal dans l'arc de soudure (Rev. univ. Mines **14**, 439-443, Juni 1938).

In deze te Luik (Febr. 1938) gehouden congresvoordracht werd besproken, hoe het transport van het gesmolten materiaal van de laschstaaf plaats vindt, waarvoor wij kunnen verwijzen naar reeds vroeger, resp. in dit nummer, door denzelfden schrijver in dit tijdschrift bijgedragen artikelen (Philips techn. T. **1**, 26, 1936; **2**, 129, 1937; **4**, 9, 1938).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



**1331:** J. Sack: Est-il logique de fixer une limite supérieure pour la resistance à la traction du métal d'apport dans les cahiers des charges? (Rev. univ. Mines **14**, 484-487, Juni 1938).

Voor de inhoud van deze te Luik (Febr. 1938) gehouden congresvoordracht kan worden verwezen naar: Philips techn. T. **3**, 283, 1938.

**1332:** K. F. Niessen: Erdabsorption bei horizontalen Dipolantennen (Ann. Physik **32**, 444-458, Juni 1938).

Bij een horizontale, oneindig kleine dipoolantenne, aangebracht boven een vlak onderstelde aarde, wordt een gedeelte van de uitgezonden energie door de aarde geabsorbeerd. Dit gedeelte wordt berekend in afhankelijkheid van de hoogte boven de aarde, de golflengte, de diëlectrische constante van de aarde en haar geleidingsvermogen.

De vooruitgang ten opzichte van vroegere berekeningen op dit gebied bestaat daarin, dat nu ook rekenschap kan worden gegeven van het eindige geleidingsvermogen van het aardoppervlak, terwijl dit vroeger als een zuiver diëlectrium werd behandeld. De integralen, die in de berekening optreden, kunnen voor een bepaalde bodemsoort, golflengte en hoogte gemakkelijk grafisch worden uitgewerkt. De hier verkregen formules zijn van belang om te kunnen beslissen, of bij een bepaalde soort bodem en golflengte, ter wille van een minimale absorptie door de aarde, een horizontale of een verticale antenne moet worden verkozen.

**1333:** J. H. de Boer: Atomaire onregelmatigheden bij eenvoudige verbindingen (Chem. Wbl. **35**, 542-552, Juli 1938).

In deze voordracht ter herdenking van het 35-jarig bestaan der Nederl. Chem. Ver., gehouden op 21 April 1938 te Amsterdam, wordt nagegaan, hoe zich in die 35 jaren onze inzichten hebben ontwikkeld omtrent het transport van materie en electriciteit door kristallen van eenvoudige chemische verbindingen.

**1334:** F. M. Penning: De elementaire processen bij de doorslag van gassen tusschen vlakke en evenwijdige platen (Ned. T. Natuurk. **5**, 33-56, Mrt. 1938).

In dit artikel wordt een overzicht gegeven van de verschijnselen, die optreden bij het inzetten van een electrische ontlading tusschen groote, evenwijdige platen. De wijze, waarop de ionisatiecoëfficient afhangt van het per vrije weglengte doorloopen spanningsverschil, wordt behandeld. Voor zuurstof wordt uit dit verloop geschat, hoeveel negatieve ionen er per volt en per cm door een electron worden gevormd en deze waarde komt behoorlijk overeen met resultaten van directe metingen. Voor verschillende gassen en gasmengsels kan worden berekend, welke gedeelten van de, door de electronen uit het electrische veld verkregen, energie gebruikt worden resp. voor ionisatie, voor aanslag van electronenniveaus of vibratieniveaus, voor elastische botsingen en voor het versnellen van electronen.

Verder wordt besproken, welke verschillende processen nieuwe electronen leveren. Voor lage waarden van het doorloopen spanningsverschil per vrije weglengte volgt uit het verloop van het quotient van het aantal door de kathode vrijgemaakte ionen en het aantal ionisaties in het gas, dat voor lucht de positive ionen waarschijnlijk overgaan in grootere groepen (clusters), die slechts in mindere mate electronen kunnen vrijmaken; voor edelgassen wordt in dit gebied het foto-electrische effect van belang.

Er worden eenige kwalitatieve rekeningen gegeven betreffende de vraag, of de doorslag bij lange vonkoverslagen en bij overspanning in lucht van 1 atm. voornamelijk moet worden toegeschreven aan een ineenstorting van de ruimtelading dan wel aan thermische werkingen. Tenslotte wordt nog het een en ander opgemerkt over vonkoverslag bij zeer hooge en bij zeer lage drukken.

**1335:** F. M. Penning: Het verband tusschen de doorslagkromme van Paschen en de elementaire processen (Ned. T. Natuurk. **5**, 146-151, Juni 1938).

Voor enkele typische gevallen (lucht, Ne, Ne + 0,1% Ar) is het verband aangegeven tusschen de doorslagspanning voor evenwijdige platen en de elementaire processen. Uit de wijze, waarop de doorslagspanning afhangt van het doorloopen spanningsverschil per vrije weglengte, wordt afgeleid het verband tusschen de doorslagspanning en het product van gasdichtheid en doorslagafstand (kromme van Paschen), dat een maat is voor de doorslagafstand bij de eenheid van gasdichtheid. Het verloop dezer verschillende soorten krommen wordt nader besproken.

**1336:** M. J. Druyvesteyn: Verschillende soorten van doorslag in een gas (Ned. T. Natuurk. **5**, 85-95, Apr. 1938).

De doorslag in een gas verschilt in vele gevallen van het eenvoudige geval van die tusschen twee evenwijdige platen. De doorslagspanning en de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



karakteristiek van de corona-ontlading worden kwalitatief verklaard. De ontsteking van de positieve zuil en van een boog met uitwendig verhitte kathode wordt besproken.

**1337:** W. de Groot: De electrische doorslag in gassen als verschijnsel van eindige tijdsduur (Ned. T. Natuurk. **5**, 152-167, Juni 1938).

Experimenteele onderzoekingen van Strigel, Braunbek, Hertz en Schade betreffende het verloop in de tijd van de doorslag in gassen bij verschillende drukken worden besproken. In het bijzonder wordt aandacht geschonken aan Schonland's physische verklaring van onweerontladingen, waarbij ook nog even wordt gewezen op de mogelijkheid om tegenwoordig de bliksem kunstmatig na te bootsen.

**1338:** Balth. van der Pol and H. Bremmer: The propagation of radio waves over a finitely conducting spherical earth (Phil. Mag. **25**, 817-834, Suppl. Juni 1938).

In aansluiting op vroegere onderzoekingen (vgl. **1264** en ook **1318**) wordt in dit artikel de veldsterkteverdeeling berekend voor een zender, die radiogolven emitteert over een homogene bolvormige aarde met willekeurig electrisch geleidingsvermogen en dielectrische constante, waarbij zender en ontvanger op het aardoppervlak worden ondersteld. De uitkomsten geven, zoover den schrijvers bekend, de meest nauwkeurige resultaten. Tenslotte worden krommen gegeven voor de veldsterkte in afhankelijkheid van de afstand bij voortplanting over zee en over een gemiddelde soort bodem.

**1339:** J. L. Snoek: Time effects in magetization (Physica **5**, 663-688, Aug. 1938).

Er wordt een theorie opgesteld voor de magnetische samenwerking van lange duur en voor de afname der omkeerbare permeabiliteit (desaccomodatie). Hierbij worden deze beide verschijnselen beschouwd als veroorzaakt door de elastische nawerking, welke tengevolge van magnetostrictie optreedt in de grensvlakken der gebieden van Weiss.

Deze theorie blijkt alle tot nu toe waargenomen verschijnselen kwalitatief te kunnen verklaren. Verder wordt de theoretische uitspraak, dat beide verschijnselen slechts gezamenlijk (zij het dan in verschillende temperatuurgebieden) kunnen voorkomen, door onderzoekingen van den schrijver bevestigd. Beschrijft men de elastische nawerking door één enkele uitdooftijd en neemt men verder aan, dat de gebieden van Weiss onderling identieke eigenschappen hebben, dan kan men elementaire formules voor beide effecten opstellen, waarin de reciproke waarde van de permeabiliteit een belangrijke rol vervult. De formule voor de afname der omkeerbare permeabiliteit blijkt dan goed te kloppen. In de formules voor de magnetische nawerking blijkt een grootere uitdooftijd op te treden; deze formules gelden echter niet geheel streng, daar de erin voorkomende parameters verschillende waarden aannemen in de verschillende gebieden van Weiss. Desalniettemin stemt ook de nawerkingstheorie behoorlijk met de experimenten overeen.

**1340:** M. J. O. Strutt and A. van der Ziel: On electronic space charge with homogeneous initial electron velocity between plane electrodes (Physica **5**, 705-717, Aug. 1938).

Bij deze behandeling der ruimteladingsverschijnselen tusschen parallele electroden tengevolge van electronen, die allen met eenzelfde snelheid van de kathode vertrekken, worden de electronen, die in de ruimte tusschen rooster en anode tengevolge van de ruimtelading terugkeeren, niet verwaarloosd. Een gedeelte van deze teruggekeerde electronen komt nog een tweede, derde,..... keer in de ruimte tusschen het rooster en de anode, waarbij het verloop van de potentiaal en de stroom aldaar sterk wordt beïnvloed. De mogelijke vormen dezer krommen zijn voor een aantal gevallen zoo volledig mogelijk nagegaan.

**1341:** K. F. Niessen: Über die Phase des Magnetfeldes (Physica **5**, 769-774, Aug. 1938).

Aangezien meermalen in verschillende leerboeken wordt gezondigd tegen het consequent dóórrekenen met de juiste phase van het magneetveld en tegen het juist toepassen der grensvoorwaarden van Maxwell (bijv. bij ontvangantennes), zijn in dit artikel enkele fundamenteele berekeningen in dit opzicht kritisch besproken.

**1342:** R. Vermeulen: Das Philips-Miller-System zur Tonaufzeichnung (Akust. Z. **3**, 65-73, Mrt. 1938).

In dit artikel wordt een kort overzicht gegeven van het Philips-Miller-systeem voor geluidsregistratie, waarvoor wij kunnen verwijzen naar een viertal artikelen in de eerste jaargang van dit tijdschrift (Philips techn. T. **1**, 107, 135, 211 en 230, 1936).

**1343:** A. Bouwers: Generators for gamma rays and neutrons and radiotherapeutic possibilities (Radiology **31**, 89-93, Juli 1938).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



Voor de inhoud van dit artikel kunnen wij ten deele verwijzen naar eenige inmiddels in dit tijdschrift verschenen artikelen (Philips techn. T. **2**, 161, 1937 en **3**, 339, 1938). Verder wordt een door het röntgenlaboratorium ontwikkelde röntgenbuis voor 1 MV beschreven.

**1344:** J. A. M. van Liempt: Die Gasabgabe erhitzter Metalle in Vakuum (Rec. Trav. chim. Pays Bas **57**, 871-882, Aug. 1938).

Eenvoudige formules worden afgeleid voor de wijze, waarop de procentueele gasafgifte door metalen banden en draden bij verhitten in hoogvacuum afhangt van de tijd en de temperatuur. Deze formules blijken behoorlijk overeen te stemmen met practische gegevens.

**1345:** J. A. M. van Liempt: Notiz sur Selbstdiffusionswärme (Rec. Trav. chim. Pays Bas **57**, 891-892, Aug. 1938).

Het verband wordt aangegeven tusschen een vroeger door dezelfden schrijver afgeleide formule (vgl. **1037**) voor de zelfdiffusiewarmte en een inmiddels door Cichocki op geheel andere wijze gevonden formule.

**1346*:** W. G. Burgers und J. J. A. Ploos van Amstel: Elektronenoptische Beobachtung von Umwandlungs- und Rekristallisationserscheinungen in Zirkon (Erg. techn. Röntgenk. **6**, 165-176, 1938).

In dit artikel wordt een overzicht gegeven van op electronenoptische wijze aan zirconium waargenomen verschijnselen van modificatieverandering en rekristallisatie; vgl. **1303**.

**1347:** M. J. O. Strutt and A. van der Ziel: The causes for the increase of the admittances of modern high-frequency amplifier tubes on short waves (Proc. Inst. Rad. Eng. **26**, 1011-1032, Aug. 1938).

Bij recente onderzoekingen aan hoogfrequentie penthoden blijken de ingangs- en uitgangsverliezen en de terugwerkings-capaciteit voor kleine golflengten (tot 300 megaperioden per sec) belangrijk toe te nemen. Men moet dit niet in hoofdzaak toeschrijven aan de looptijden der electronen, maar aan de invloed van capaciteiten en inductiviteiten der electroden en van hun verbindingsdraden zoowel binnen als buiten de versterkerbuizen. Voor verschillende hoogfrequentie versterkers wordt een algemeene theorie ontwikkeld betreffende de invloed dezer grootheden op de buisadmittanties. Aan de hand van drie series metingen wordt aangetoond, dat één à twee derde van de ingangsdemping voor korte golven bij moderne, hoogfrequentiebuizen moet worden toegeschreven aan inductieve effecten en niet aan looptijden der electronen. Uit looptijdmetingen volgt, dat de looptijd tusschen ingangsrooster en schermrooster niet kan worden verwaarloosd ten opzichte van die tusschen kathode en ingangsrooster. De theoretische formules voor de inductieve effecten worden door metingen goed bevestigd, die voor looptijdeffecten echter minder, waarvoor oorzaken worden aangegeven. Uit verschillende metingen volgt, dat voor korte golven wèl inductieve effecten maar geen looptijdeffecten een voorname rol spelen bij de uitgangsadmittantie en de terugwerkingsadmittantie.

**1348:** J. H. de Boer: Energieaustausch an Grenzflächen (Z. Elektrochem. **44**, 488-497, Aug. 1938).

In dit samenvattend artikel is een overzicht gegeven van verschijnselen, waarbij het uitwisselen van energie aan grensvlakken een rol speelt, zooals o.a. geactiveerde adsorptie, verlaging van de ionisatie-arbeid voor de geadsorbeerde toestand.

**1349:** E. H. Reerink und J. van Niekerk: Vitamin D Bestimmung (Z. Vitaminforsch. **7**, 269-277, 1938).

Na te hebben uiteengezet, dat er nog geen kleurreacties bekend zijn, die specifiek genoeg zijn voor het met voldoende zekerheid bepalen van het gehalte aan vitamine D, beschrijven deze onderzoekers de door hen gevolgde methode voor het ijken van praeparaten met behulp van biologische proeven op ratten.

**1350*:** M. J. O. Strutt: Moderne Mehrgitter-Elektronenröhren. Zweiter Band: Elektrophysikalische Grundlagen (144 blz, Julius Springer, Berlin 1938).

Ter completeering van het eerste deel (**1249***) worden in het tweede deel van dit boekwerk de karakteristieken der electronenbuizen afgeleid uit de grondwetten der electrodynamica. Verder worden de ingewikkelde bewegingen der electronen in buizen met meer dan één rooster onderzocht op grond van metingen en berekeningen. Hierbij wordt vooral gebruik gemaakt van metingen in het gebied van korte golven. Tenslotte worden ook nog warmteproblemen behandeld, die van belang zijn voor buizen met meer dan één rooster.

*) Van publicaties, gemerkt met een *, is geen voor verspreiding voldoend aantal overdrukken beschikbaar. Van de andere publicaties verstrekt de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvraag gaarne overdrukken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!